

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE  
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

TESI DI LAUREA IN FISICA

# **Un sistema di rivelazione per mammografia digitale con luce di sincrotrone**

Laureanda:  
Anna Bergamaschi

Relatore:  
Prof. Edoardo Castelli

Anno Accademico 2000/2001



# Indice

<b>Indice</b>	<b>i</b>
<b>Elenco delle figure</b>	<b>iii</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>vii</b>
<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 SYRMEP: il progetto</b>	<b>3</b>
1.1 La mammografia tradizionale . . . . .	3
1.2 SYRMEP: una beamline dedicata alla mammografia . . . . .	6
1.3 La mammografia in assorbimento . . . . .	7
1.4 Le tecniche di fase . . . . .	7
1.4.1 Mammografia per contrasto di fase . . . . .	8
1.4.2 Diffraction Enhanced Imaging . . . . .	9
1.5 SYRMEP e la tomografia assiale computerizzata . . . . .	11
<b>2 Principi generali su rivelatori al silicio ed elettronica di lettura</b>	<b>15</b>
2.1 Le proprietà del silicio . . . . .	15
2.1.1 Il modello a bande . . . . .	15
2.1.2 Semiconduttori intrinseci . . . . .	16
2.1.3 Semiconduttori drogati . . . . .	18
2.1.4 Trasporto e diffusione . . . . .	20
2.1.5 La giunzione p-n . . . . .	21
2.2 I rivelatori a microstrip . . . . .	24
2.2.1 Principi di funzionamento . . . . .	24
2.2.2 La corrente di buio . . . . .	26
2.2.3 L'accoppiamento AC . . . . .	27
2.3 L'elettronica di frontend . . . . .	30
2.3.1 I circuiti integrati . . . . .	30
2.3.2 Il rumore elettronico . . . . .	31
2.3.3 Il preamplificatore di carica . . . . .	35
2.3.4 Lo shaper . . . . .	37

<b>3</b>	<b>Il rivelatore 'edge on' e CASTOR</b>	<b>39</b>
3.1	Il rivelatore SYRMEP . . . . .	39
3.1.1	La geometria 'edge on' . . . . .	39
3.1.2	Il rivelatore a tre piani . . . . .	41
3.2	L'elettronica di frontend: CASTOR . . . . .	43
3.2.1	La parte analogica . . . . .	44
3.2.2	La parte digitale . . . . .	46
3.2.3	Il sistema di acquisizione . . . . .	47
3.3	Le prestazioni del sistema . . . . .	49
3.3.1	Misure di rumore e di guadagno . . . . .	49
3.3.2	Il comportamento ad alti rate di conteggio . . . . .	53
3.3.3	I tempi di acquisizione . . . . .	54
<b>4</b>	<b>FROST: un nuovo ASIC per mammografia digitale</b>	<b>59</b>
4.1	La parte analogica . . . . .	59
4.2	Il discriminatore del prototipo ad 8 canali . . . . .	61
4.3	La parte digitale . . . . .	63
4.4	L'elettronica di lettura . . . . .	66
4.5	Modalità di funzionamento . . . . .	68
4.5.1	Conteggio da comparatore . . . . .	68
4.5.2	Lettura standard . . . . .	68
4.5.3	Conteggio da common . . . . .	69
4.5.4	Lettura in modalità di test dello shift register . . . . .	70
4.5.5	Il reset . . . . .	70
4.5.6	Regolazione della soglia . . . . .	70
4.6	Il programma di acquisizione . . . . .	73
4.7	L'ASIC a 64 canali . . . . .	77
<b>5</b>	<b>FROST al lavoro</b>	<b>81</b>
5.1	I test in laboratorio . . . . .	81
5.1.1	Gli scan di soglia . . . . .	81
5.1.2	Efficienza al variare del rate . . . . .	83
5.2	I test su fascio . . . . .	89
5.2.1	Prestazioni al variare dell'energia . . . . .	90
5.2.2	Prestazioni al variare del rate . . . . .	90
5.2.3	Le immagini con il rivelatore SINTEF . . . . .	94
5.2.4	Le immagini con il rivelatore SYRMEP . . . . .	105
	<b>Conclusioni</b>	<b>108</b>
<b>A</b>	<b>Grandezze fisiche di interesse in radiologia</b>	<b>111</b>
<b>B</b>	<b>Principi di ottica: la diffrazione</b>	<b>115</b>
<b>C</b>	<b>Significato degli acronimi</b>	<b>119</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>120</b>

# Elenco delle figure

1.1	Coefficiente di assorbimento dei tessuti di interesse mammografico. . .	4
1.2	Il mammografo tradizionale. . . . .	4
1.3	Flusso di fotoni di Elettra a due energie del fascio di elettroni misurata oltre la finestra di berillio. . . . .	5
1.4	Layout sperimentale della linea di luce. . . . .	6
1.5	Schema dei principi alla base delle tecniche di fase. . . . .	8
1.6	Immagine di un fiore di mimosa in assorbimento (A) ed in contrasto di fase (B). . . . .	9
1.7	Layout del fascio per mammografie con tecniche di fase. . . . .	9
1.8	Rappresentazione schematica della rifrazione di un'onda da una superficie.	10
1.9	Immagine di un'ape con la tecnica DEI. . . . .	11
1.10	Principio della Tomografia Assiale Computerizzata. . . . .	12
1.11	Immagine di un oggetto test acquisito in tomografia assiale. . . . .	12
2.1	Struttura cristallina del silicio [20]. . . . .	16
2.2	Significato del diagramma a bande. . . . .	17
2.3	Distribuzione di Fermi-Dirac a 0 K, 273 K e 1000 K. . . . .	17
2.4	Struttura cristallina del silicio drogato $n$ (a sinistra) e $p$ (a destra) [21]. .	19
2.5	Schema della giunzione p-n (a) e grafici della densità di portatori (b), della densità di carica (c), del campo elettrico (d) e del potenziale (e). .	23
2.6	Sezione trasversa di un rivelatore a microstrip. . . . .	25
2.7	Schema della polarizzazione mediante punch-through: con tensione di drain nulla (a), pari a $V_{pt}$ (b) e maggiore di $V_{pt}$ (c) [23]. . . . .	28
2.8	Sezione trasversa di un rivelatore polarizzato FOXFET. . . . .	29
2.9	Esempi di MOSFET a canale p ed n in tecnologia CMOS. . . . .	30
2.10	Rappresentazione schematica di un amplificatore di carica. . . . .	35
2.11	Filtraggio del rumore e formazione del segnale in un filtro CR-RC che segue un CSA. . . . .	37
3.1	Coefficiente di attenuazione, di assorbimento, fotoelettrico e Compton del silicio in funzione dell'energia. . . . .	40
3.2	Configurazione edge-on del rivelatore SYRMEP. . . . .	41
3.3	Efficienza del rivelatore SYRMEP in funzione dell'energia. . . . .	42
3.4	Modello di un rivelatore intero (a) e di una metà destra (b). . . . .	43
3.5	Schema della struttura di un rivelatore a tre piani. . . . .	44
3.6	Schema a blocchi di un canale di CASTOR. . . . .	45
3.7	Collegamenti di CASTOR verso l'esterno. . . . .	46
3.8	Segnali di temporizzazione di CASTOR. . . . .	47

3.9	Schema a blocchi della scheda di lettura CIRM. . . . .	48
3.10	Diagramma dell'acquisizione mediante CIRM. . . . .	50
3.11	Misure di rumore sulle sei slave del rivelatore a tre strati attualmente in uso a SYRMEP. . . . .	51
3.12	Scan di soglia di un canale del rivelatore a tre piani per diverse tensioni di picco dell'impulsatore (a) e misura di guadagno per il layer inferiore del rivelatore (b). . . . .	52
3.13	Relazione tra rate incidente e rate misurato per frequenze inferiori a $1500 \text{ fotoni} \cdot \text{s}^{-1}$ (a) e fino a $2 \cdot 10^6 \text{ fotoni} \cdot \text{s}^{-1}$ (b) [37]. . . . .	53
3.14	Tempi di acquisizione per energie del fascio di 2 GeV (a) e 2.4 GeV (b) senza considerare le limitazioni dovute alla velocità dell'elettronica. . .	56
3.15	Tempi di acquisizione per energie del fascio di 2 GeV (a) e 2.4 GeV (b) per diversi spessori di seno compresso. . . . .	57
4.1	Immagine del prototipo a 8 canali di FROST. . . . .	60
4.2	Rappresentazione schematica di un canale di FROST. . . . .	60
4.3	Segnale analogico di FROST. . . . .	61
4.4	Curva caratteristica di un DAC ideale. . . . .	62
4.5	Valori simulati per LSB dei DAC a 6 e a 3 bit di FROST per alcuni valori di resistenze. La linea continua è una polinomiale che passa per questi punti ed estrapola l'andamento di LSB al di fuori del range della simulazione. . . . .	63
4.6	Rappresentazione a blocchi della parte digitale di FROST. . . . .	64
4.7	Schema dei collegamenti di FROST. . . . .	65
4.8	Diagramma a blocchi del VMEbus. . . . .	67
4.9	Modalità di conteggio da comparatore. . . . .	68
4.10	Modalità di lettura standard. . . . .	69
4.11	Modalità di conteggio da common. . . . .	69
4.12	Modalità di test dello shift register. . . . .	70
4.13	Due diverse modalità di reset. . . . .	71
4.14	Regolazione della soglia del discriminatore. . . . .	72
4.15	Finestra principale del programma di acquisizione di FROST. . . . .	72
4.16	Finestra del programma di acquisizione di FROST per regolare le soglie. .	73
4.17	Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla l'acquisizione dell'immagine. . . . .	74
4.18	Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla lo scan di soglia. . . . .	75
4.19	Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla la calibrazione. . . . .	75
4.20	Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla il test dei contatori. . . . .	76
4.21	Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla il test dello shift register. . . . .	76
4.22	Finestra del programma di acquisizione di FROST che permette di osservare i conteggi del rivelatore in tempo reale. . . . .	76

4.23	Finestra del programma di acquisizione di FROST per controllare i motori.	77
4.24	Schema a blocchi di FROST a 64 canali. . . . .	78
4.25	Schema del DAC dell'ASIC a 64 canali. . . . .	79
5.1	Scan di rumore un ibrido con 8 FROST. . . . .	82
5.2	Scan di soglia di uno dei canali di un ibrido con 8 FROST per una rampa di ampiezza 500, 600, 700, 800 mV. . . . .	83
5.3	Retta di guadagno di uno dei canali dell'ibrido con 8 ASIC. . . . .	84
5.4	Guadagno dei 64 canali dell'ibrido con 8 ASIC in unità arbitrarie. . . . .	84
5.5	Distribuzione del guadagno (a) e dell'offset (b) per i 64 canali di FROST utilizzati nelle misure. . . . .	85
5.6	Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 100 kHz. . . . .	86
5.7	Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 200 kHz. . . . .	86
5.8	Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 500 kHz. . . . .	87
5.9	Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 1 MHz. . . . .	87
5.10	Segnale analogico di un canale di FROST per una distribuzione poissoniana di impulsi con rate 320 kHz. . . . .	88
5.11	Efficienza di CASTOR e di FROST misurate al variare del rate degli impulsi. . . . .	88
5.12	Immagine del rivelatore SINTEF con gli 8 ASIC a 8 canali utilizzati. . . . .	89
5.13	Schema di montaggio del rivelatore SINTEF con 8 ASIC a 8 canali. . . . .	91
5.14	Scan di soglia di un determinato canale di FROST a diverse energie del fascio incidente. . . . .	91
5.15	Retta di guadagno: sulle ascisse è indicata l'energia dei fotoni incidenti, sulle ordinate il punto di flesso della curva dello scan di soglia. . . . .	92
5.16	Distribuzione del guadagno espresso in DAC/keV (a) e dell'offset espresso in DAC (b) per i 64 canali di FROST utilizzati stimato da misure su fascio. . . . .	93
5.17	Dettaglio del montaggio di FROST sul PCB. Si nota lo strato di ceramica posizionato di fronte all'ASIC per schermarlo. . . . .	94
5.18	Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 20 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati). . . . .	95
5.19	Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 22 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati). . . . .	96

5.20	Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 25 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati). . . . .	97
5.21	Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 28 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati). . . . .	98
5.22	Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 31 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati). . . . .	99
5.23	Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 34 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati). . . . .	100
5.24	Efficienza di un canale di FROST al variare del rate a tre diverse energie.	101
5.25	Efficienza a 34 keV al variare del rate per tre diversi valori del DAC. . .	101
5.26	Efficienza media misurata per gli 8 FROST utilizzati col rivelatore SIN-TEF a diverse energie. . . . .	102
5.27	Immagini del CD-phantom a 22 keV per rate incidenti di 14 kHz (a), 28 kHz (b), 50 kHz (c), 90 kHz (d) e 170 kHz (e). . . . .	103
5.28	Contrasti dei dischi del CD phantom a 22 keV a diversi rate di fotoni incidenti. La linea continua indica i contrasti teorici. . . . .	104
5.29	Rapporto tra contrasto misurato e contrasto teorico a 22 keV a diversi rate per dischi di diverso spessore del CD phantom. . . . .	104
5.30	Immagini del CD phantom a 20 keV ad un rate di 60 kHz (a), 22 keV a 170 kHz (b), 25 keV a 150 kHz (c). . . . .	106
5.31	Immagini del CD-phantom a 28 keV ad un rate di 150 kHz (a), 50 kHz (b), 20 kHz (c) prese con il rivelatore SYRMEP. . . . .	107
A.1	Rappresentazione schematica dell'assorbimento dei raggi X in assenza (a) e in presenza (b) di un dettaglio. . . . .	112
B.1	Rappresentazione schematica della trasmissione della luce attraverso una fenditura in uno schermo. . . . .	116
B.2	Zone di Fresnel su un piano con un ostacolo. . . . .	116
B.3	Parte reale dell'indice di rifrazione di una sostanza con frequenze di risonanza nelle regioni infrarossa, visibile ed ultravioletta dello spettro.	117



# Ringraziamenti

Ringrazio innanzitutto Erik e Michela per gli insegnamenti, l'aiuto in laboratorio e gli interventi di emergenza al fascio.

Un grazie di cuore anche a Silvia, Diego, Sandro e tutti gli altri ragazzi del gruppo per l'assistenza alla beam line ed i consigli, a Giuliano, Giulio e Cristian per l'appoggio e la compagnia.



# Introduzione

Fin dal 1895, anno della loro scoperta da parte di Roentgen, i raggi X sono stati utilizzati per indagare il corpo umano a scopo diagnostico.

Il carcinoma della mammella è in tutto il mondo occidentale il primo tumore femminile per numero di casi e la sua incidenza è in costante crescita.

L'Italia figura tra i paesi a maggior rischio, con 30000 nuovi casi ogni anno di cui 11000 fatali; se il tumore è diagnosticato precocemente la probabilità di guarigione arriva fino al 70-80% [1].

Fino agli anni '50 l'unico metodo di identificazione del tumore al seno si basava sulla presenza di segni clinici e la conseguente diagnosi tardiva lo rendeva difficilmente curabile, a meno di interventi mutilanti di difficile accettazione sotto il profilo psicologico da parte delle pazienti [2].

Lo studio radiologico della mammella non diede risultati soddisfacenti, finché il francese Charles Gros propose di utilizzare un'apparecchiatura dedicata alla mammografia: in quegli anni vennero così costruiti i primi mammografi con anodo in molibdeno. La mammografia diede la possibilità di riconoscere lesioni di piccolissime dimensioni e quindi di scoprire il tumore in fase preclinica [2].

Alla fine degli anni '60, negli Stati Uniti vennero avviati i primi programmi di screening di massa, a cui negli anni '70 si aggiunse anche l'Italia con la provincia di Firenze [1].

Negli anni seguenti altre indagini quali la xerografia, la termografia e l'ecotomografia furono introdotte nella diagnostica senologica, ma la mammografia rimane ancora oggi il miglior metodo di indagine a disposizione per la diagnosi precoce del carcinoma alla mammella [2].

Studi dettagliati provano che uno screening mammografico di massa diminuirebbe drasticamente la mortalità per cancro al seno.

Oggi la mammografia è in grado di evidenziare l'85% dei tumori ed i risultati sono ancora migliori se viene associata all'esame clinico. Inoltre, grazie ai progressi di radioterapia, chemioterapia e delle tecniche chirurgiche, se la diagnosi della malattia è precoce spesso non è più necessario ricorrere alla mastectomia radicale, con indiscussi vantaggi da un punto di vista psicologico ed estetico [1].

La mammografia è consigliata annualmente a tutte le donne di età superiore ai 50 anni, ma purtroppo viene eseguita da solo un terzo di loro. Si calcola che se tutte le donne con età superiore ai 50 anni eseguissero una mammografia ogni due anni sarebbe possibile salvare 1600 vite all'anno solo in Italia [1].

I dati appena presentati indicano chiaramente la necessità di migliorare le tecniche

mammografiche in modo da perfezionare la qualità delle immagini; per fare ciò si può agire in particolare su due componenti fondamentali dell'impianto radiografico: il generatore di raggi X ed il recettore di immagine.

Da anni la mammografia tradizionale utilizza rispettivamente il tubo a raggi X ed il sistema pellicola radiografica-schermo intensificatore.

Negli ultimi anni si sono diffusi metodi digitali per l'acquisizione dell'immagine: la pellicola fotografica viene sostituita da un rivelatore che trasforma l'immagine in una matrice di numeri (ogni elemento della quale è relativo ad un pixel del rivelatore) e la trasferisce ad un calcolatore. L'immagine ottenuta può quindi venire visualizzata attraverso diverse tonalità di grigio, elaborata per correggere la luminosità o il contrasto, archiviata con facilità, trasmessa a distanza in tempo reale (telemedicina) o utilizzata da programmi di diagnosi computerizzata (CAD, Computer Aided Diagnosis) [1].

In questo quadro SYRMEP si propone di utilizzare come rivelatore di radiazione un rivelatore a microstrip al silicio associato ad elettronica VLSI (Very large Scale of Integration) e come sorgente di raggi X un fascio di radiazione di sincrotrone, che offre migliori caratteristiche rispetto ad un tubo a raggi X per intensità e monocromaticità [3].

Questo apparato, utilizzato su oggetti test, ha dato ottimi risultati in termini di qualità dell'immagine e dose, ma per essere utilizzato a livello clinico sui pazienti deve migliorare per quanto riguarda la durata dell'acquisizione dell'immagine stessa: un esame tradizionale richiede soltanto una frazione di secondo, mentre il rivelatore attuale associato all'ASIC (Application Specific Integrated Circuit) CASTOR (Counting and Amplifying sySTem fOR Radiation detection) necessita di tempi dell'ordine di diversi minuti. Da cui la necessità di un miglioramento del sistema e dell'elettronica di lettura [4].

In questo quadro è nato FROST (FRONTRAD Read Out sySTem), progettato in collaborazione con l'Aurelia Microelettronica (Viareggio, Italia), un ASIC in grado di lavorare con flussi di fotoni incidenti più di dieci volte maggiori rispetto a quelli utilizzabili con CASTOR. In questo modo i tempi di acquisizione diventano dell'ordine di pochi secondi, allineandosi ai sistemi di mammografia digitale attualmente commercializzati [5].

Il primo capitolo di questa tesi descrive la linea di luce SYRMEP e le tecniche di acquisizione di immagini che utilizza, dalla mammografia in assorbimento, fino alle tecniche di fase ed alla tomografia assiale.

Il secondo capitolo introduce i rivelatori a microstrip: le proprietà del silicio, i principi della giunzione p-n e le caratteristiche fondamentali dei rivelatori e della loro elettronica di lettura.

Nel terzo capitolo vengono descritti in dettaglio il rivelatore SYRMEP con la sua geometria innovativa e l'ASIC CASTOR, le loro proprietà ed i loro limiti.

Nel quarto capitolo viene descritta la struttura di FROST ed i suoi principi di funzionamento.

Nel quinto capitolo infine sono riportati i risultati dei test effettuati su FROST sia in laboratorio che al fascio e le prime immagini ottenute col nuovo ASIC.

# Capitolo 1

## SYRMEP: il progetto

Il progetto SYRMEP (SYnchrotron Radiation for MEDical Physics) si propone di sviluppare tecniche innovative nel campo della mammografia digitale mediante l'utilizzo di una sorgente di luce di sincrotrone e di un rivelatore di raggi X a microstrip al silicio. La linea di luce è attiva dal 1996 [6]. In questo capitolo vengono illustrate brevemente le motivazioni dell'esperimento SYRMEP e se ne descrivono le principali attività.

### 1.1 La mammografia tradizionale

Il carcinoma al seno è il tumore più diffuso tra le donne in tutto il mondo occidentale, ma è anche il più curabile. Le possibilità di guarigione sono strettamente legate alla diagnosi precoce della malattia e la mammografia è certamente l'esame clinico più adatto a questo scopo [1].

La radiologia si propone di evidenziare i particolari all'interno del corpo umano sfruttando le differenze tra i loro coefficienti di assorbimento per i raggi X. I principi su cui si basa e le grandezze di principale interesse sono illustrate in Appendice A.

La mammografia è un esame particolarmente critico perché deve consentire di individuare segni precoci di tumore al seno in donne asintomatiche. Le lesioni che cerca di evidenziare sono principalmente di due tipi: noduli di dimensioni abbastanza grandi (alcuni millimetri), ma con coefficiente di assorbimento molto simile a quello del tessuto ghiandolare e microcalcificazioni della grandezza di poche centinaia di micron, ma coefficiente di assorbimento molto maggiore rispetto a quello del tessuto circostante (figura 1.1) [7].

Il sistema di imaging utilizzato deve quindi possedere sia un'elevata risoluzione in contrasto che un'elevata risoluzione spaziale.

La mammografia tradizionale si serve di un tubo a raggi X con anodo in molibdeno come sorgente di radiazione e di un sistema schermo-pellicola come rivelatore (figura 1.2).

La scelta dell'anodo in molibdeno è dovuta alla presenza di una riga caratteristica a 17 keV nello spettro dei raggi X, energia sufficientemente bassa da consentire la rivelazione dei noduli. Tuttavia nello spettro è presente anche una componente di bassa energia che viene completamente assorbita dai tessuti, aumentando la dose senza con-

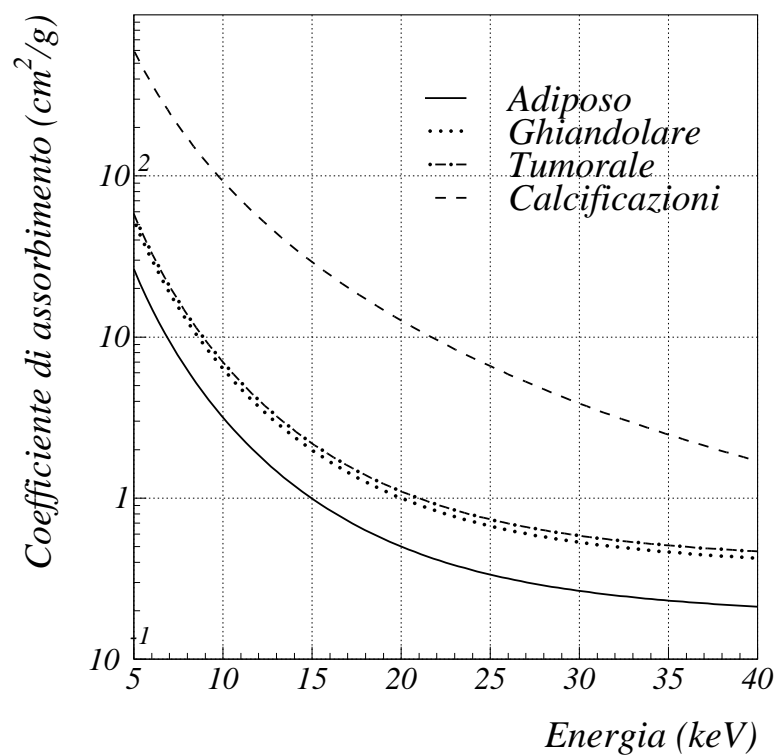


Figura 1.1: Coefficiente di assorbimento dei tessuti di interesse mammografico.



Figura 1.2: Il mammografo tradizionale.

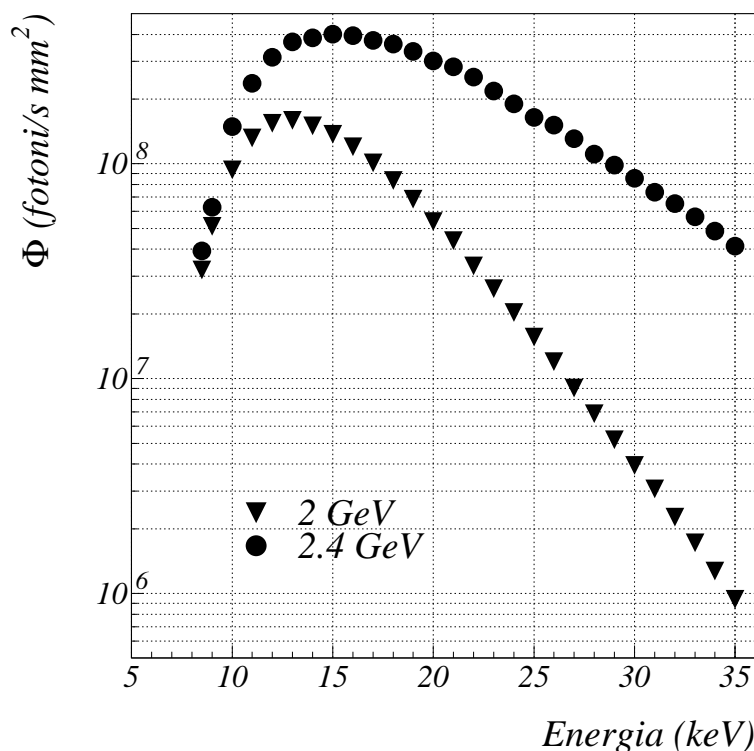


Figura 1.3: Flusso di fotoni di Elettra a due energie del fascio di elettroni misurata oltre la finestra di berillio.

tribuire alla qualità dell'immagine.

Anche il sistema di rivelazione presenta grossi limiti: lo schermo intensificatore è in genere poco efficiente e la pellicola radiografica ha una latitudine di esposizione (cioè un range in cui la risposta è lineare) troppo limitata per riprodurre la complessità della struttura interna del seno [8].

Anche se negli ultimi anni si sono migliorate notevolmente tutte le componenti del sistema, rendendo la mammografia un esame affidabile che somministra dosi basse, i limiti illustrati possono portare ad una qualità dell'immagine non sempre ottimale.

Per risolvere i limiti del sistema di rivelazione tradizionale si stanno diffondendo sistemi di mammografia digitale che consentono di ottenere immagini di buona qualità diagnostica che possono venire rielaborate al computer. Si possono così acquisire immagini anche in condizioni di esposizione non ottimali per la mammografia su pellicola, evitando di ripetere dell'esame [7].

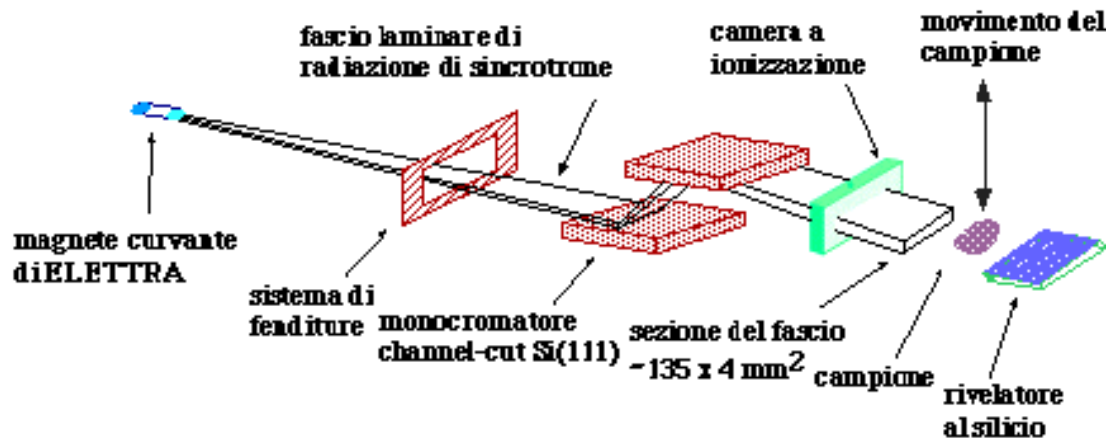


Figura 1.4: Layout sperimentale della linea di luce.

## 1.2 SYRMEP: una beamline dedicata alla mammografia

SYRMEP interviene sia sull'aspetto della sorgente di radiazione sia su quello del rivelatore.

Presso la macchina di luce di sincrotrone Elettra è stata infatti costruita una beamline dedicata alla mammografia, che consente di ottenere fasci praticamente monocromatici di energia variabile con continuità tra 8 keV e 35 keV per mezzo di un monocromatore.

Il fascio di raggi X viene estratto da un magnete curvante di Elettra ed il suo spettro, che dipende dall'energia del fascio di elettroni che circola nell'acceleratore, è mostrato in figura 1.3.

Il primo elemento della linea di luce è una finestra in berillio di 2 mm che ha il compito di separare gli ambienti ad ultra alto vuoto dell'anello e di tagliare le basse frequenze [3].

Un monocromatore, costituito da un doppio cristallo di silicio con orientazione del cristallo 111, ha il compito di selezionare i fotoni ad una determinata energia, abbassando in questo modo la dose necessaria per produrre un'immagine eliminando le componenti dello spettro diverse dall'energia principale (figura 1.4). L'energia viene selezionata mediante la diffrazione di Bragg e la risoluzione in energia è dell'ordine di  $10^{-3}$ .

Le dimensioni del fascio in uscita dal monocromatore sono approssimativamente di  $140 \times 4 \text{ mm}^2$ . Un sistema di fenditure in aria permette di ridimensionare il fascio a seconda delle esigenze del campione esaminato e del rivelatore utilizzato.

Una camera a ionizzazione permette la misura del flusso di fotoni incidenti con un'incertezza inferiore al 5% [3].

Durante l'acquisizione dell'immagine il campione viene traslato in direzione verticale mediante un sistema di motori che permettono anche un movimento orizzontale per centrare il campione rispetto al fascio ed un movimento rotatorio per l'acquisizione di immagini tomografiche.

L'elemento veramente innovativo del sistema è il rivelatore a microstrip a silicio po-



sizionato 'edge on' per permettere un'efficienza di assorbimento prossima al 100% e la possibilità di operare in modalità di single photon counting: il rivelatore è in grado di contare ogni singolo fotone assorbito in modo che tutto il fascio risulti utile ai fini dell'immagine (capitolo 3). Un sistema di motori permette di posizionare il rivelatore al centro del fascio con una precisione di  $10\text{ }\mu\text{m}$  [3].

La distanza tra sorgente e rivelatore è fissata a circa 23 m, mentre la distanza tra campione e detector può variare da 0.6 m a 2.3 m a seconda della tecnica di immagine utilizzata.

Questo setup sperimentale permette di acquisire immagini mammografiche somministrando alle pazienti dosi inferiori a quelle somministrate con il mammografo tradizionale ed ottenendo un'alta qualità dell'immagine in termini sia di risoluzione spaziale che di risoluzione in contrasto [3].

### **1.3 La mammografia in assorbimento**

Il sistema di mammografia digitale utilizzato a SYRMEP permette di acquisire immagini in assorbimento nelle quali è possibile identificare dettagli caratterizzati da un valore di contrasto molto inferiore rispetto a quello misurabile con un tradizionale sistema schermo-pellicola, somministrando una dose inferiore a quella somministrata col mammografo.

L'utilizzo di radiazione monocromatica permette di ottimizzare l'energia di acquisizione dell'immagine in maniera tale da minimizzare la dose somministrata alle pazienti a parità di qualità dell'immagine.

L'energia di acquisizione ottimale è dipendente dallo spessore del seno e va da 18-20 keV per seni compressi spessi 2.5 cm fino a 25-27 keV per seni di 7 cm [3].

La risoluzione del rivelatore, data dalle dimensioni del pixel ( $200 \times 300\text{ }\mu\text{m}^2$ ), non permette di rivelare microcalcificazioni di piccole dimensioni (inferiori a  $180\text{ }\mu\text{m}$ ) [3].

Acquisendo le immagini con un passo inferiore alla dimensione verticale del pixel è tuttavia possibile aumentare la risoluzione spaziale del sistema [10].

### **1.4 Le tecniche di fase**

Se si frappone un oggetto opaco tra una sorgente di luce ed uno schermo, si nota che l'ombra proiettata non ha i contorni netti predetti dall'ottica geometrica, ma sui bordi sono presenti delle figure causate dall'interferenza dell'onda incidente con l'onda diffratta dall'oggetto. La stessa cosa avviene con i raggi X (figura 1.5) ed il fenomeno della diffrazione può essere sfruttato per acquisire immagini radiografiche di oggetti il cui contrasto in assorbimento è molto basso.

I principi fondamentali di questo fenomeno vengono descritti dall'ottica di Fresnel e sono illustrati in appendice B.

Le tecniche di fase sono particolarmente utili per evidenziare dettagli di piccole dimensioni e non richiedono particolari modifiche del layout sperimentale a parte un aumento

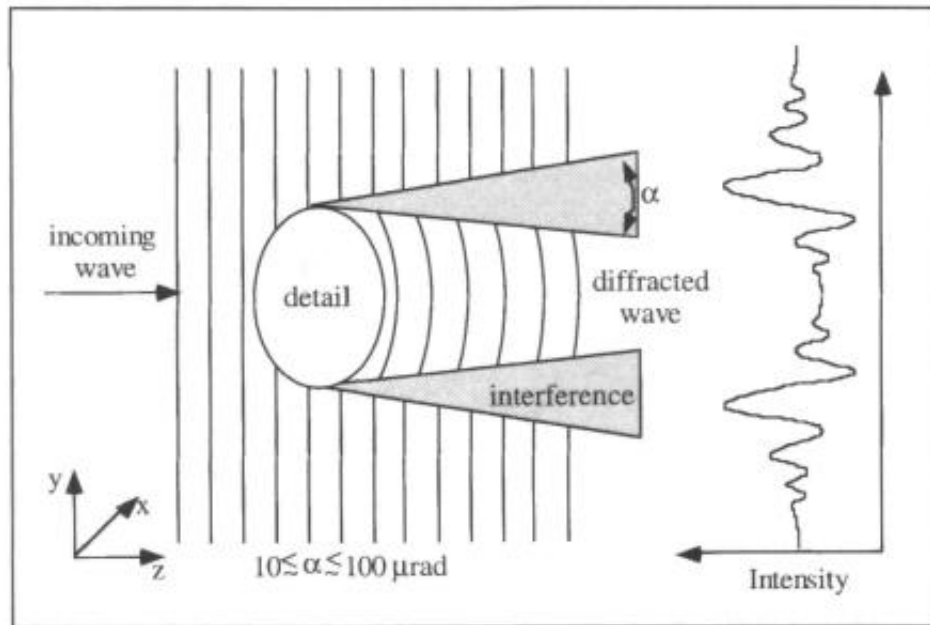


Figura 1.5: Schema dei principi alla base delle tecniche di fase.

della distanza tra campione e rivelatore nella tecnica del contrasto di fase e l'introduzione di una fenditura sottile (o di un cristallo analizzatore) tra campione e rivelatore per la tecnica della Diffraction Enhanced Imaging.

### 1.4.1 Mammografia per contrasto di fase

La tecnica del contrasto di fase cerca di rivelare le figure di interferenza della radiazione primaria con quella diffratta. Per utilizzare questa tecnica sono necessarie coerenza e monocromaticità del fascio. Nell'esperimento SYRMEP queste richieste sono soddisfatte grazie alla grande distanza tra sorgente e campione ed alla buona risoluzione in energia del cristallo monocromatore utilizzato.

Si può in ogni caso tenere conto della dimensione finita della sorgente e dello spettro della radiazione utilizzando procedure di deconvoluzione dell'immagine con il profilo del fascio e con la curva di Bragg del monocromatore [11].

Il contrasto di fase permette di rivelare oggetti il cui contrasto in assorbimento è molto basso grazie agli effetti di interferenza (figura 1.6).

La presenza del picco principale produce un effetto di 'edge enhancement' che aumenta la visibilità di dettagli di piccole dimensioni o di basso contrasto, mentre in genere i picchi di interferenza secondari non vengono rivelati.

Nel caso del contrasto di fase l'intensità di fotoni rivelata in prossimità di un dettaglio presenta picchi sia positivi che negativi ed il contrasto è dato dall'equazione A.6.

Si è dimostrato che è possibile evidenziare dettagli di dimensioni dell'ordine di  $50 \mu\text{m}$  somministrando una dose circa uguale a quella delle mammografie tradizionali: la mam-

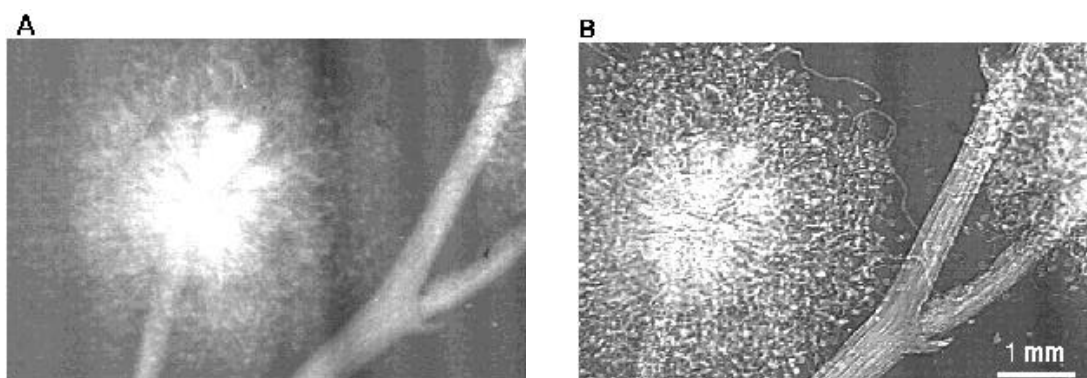


Figura 1.6: Immagine di un fiore di mimosa in assorbimento (A) ed in contrasto di fase (B).

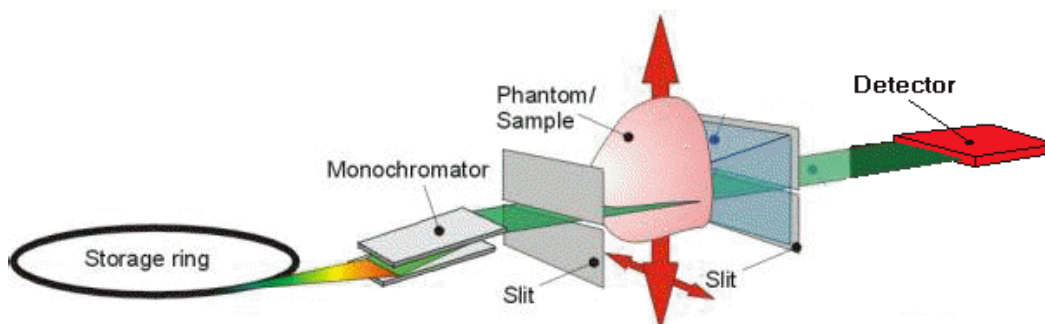


Figura 1.7: Layout del fascio per mammografie con tecniche di fase.

mografia per contrasto di fase non si basa sull'assorbimento della radiazione e permette quindi di usare fotoni di frequenza più elevata limitando la dose [12].

È possibile utilizzare la tecnica del contrasto di fase non solo con rivelatori ad area (pellicola, imaging plate, CCD), ma anche con un rivelatore lineare come il rivelatore SYRMEP.

Per esaminare i fenomeni d'interferenza si allinea con il piano del rivelatore una fenditura sottile di rame che elimini la radiazione che potrebbe provenire da altri piani dell'oggetto (figura 1.7).

In questo caso il limite sui tempi di misura non è dato dalla velocità dell'elettronica, come nel caso della mammografia in assorbimento, ma dalla bassa intensità del fascio trasmesso attraverso la fenditura (capitolo 3).

### 1.4.2 Diffraction Enhanced Imaging

Se si considera il fenomeno di rifrazione e riflessione di un'onda elettromagnetica monocromatica da parte di una superficie piana (figura 1.8), indicando con  $n$ ,  $n'$  gli indici

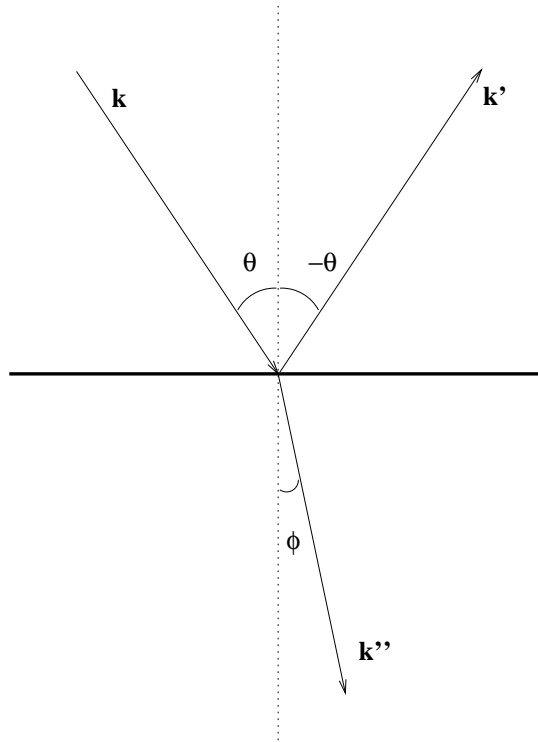


Figura 1.8: Rappresentazione schematica della rifrazione di un'onda da una superficie.

di rifrazione dei due mezzi a quell'energia, si ha:

$$\frac{n'}{n} = \frac{\sin \theta}{\sin \phi} \quad (1.1)$$

dove  $\theta$  e  $\phi$  sono gli angoli che l'onda incidente e quella diffratta formano con la superficie rispettivamente. Differenze nell'indice di rifrazione dei dettagli analizzati causano quindi un diverso angolo di diffrazione dell'onda incidente [13].

Con la tecnica della Diffraction Enhanced X-Ray Imaging (DEI) si vogliono rivelare i fotoni diffratti in una determinata direzione: ciò si ottiene mediante un cristallo analizzatore interposto tra oggetto e rivelatore

Se il cristallo analizzatore è allineato con il monocromatore, la radiazione diffusa viene scartata e si ottiene un'immagine di puro assorbimento; se il cristallo invece viene leggermente disallineato, viene dato maggior peso alle componenti che subiscono scattering [14].

Mediante algoritmi di combinazione lineare delle immagini acquisite con disallineamenti uguali ed opposti è inoltre possibile ricostruire mappe di gradienti dell'indice di rifrazione [14].

Uno degli effetti più evidenti di questa tecnica è la formazione di effetti di chiaro-scuro in prossimità dei bordi dei dettagli dell'oggetto. Anche in questo caso l'intensità di fotoni rivelati presenta sia massimi che minimi ed il contrasto rimane definito dalla A.6.

Con questa tecnica si utilizzano dosi leggermente più elevate rispetto al contrasto di

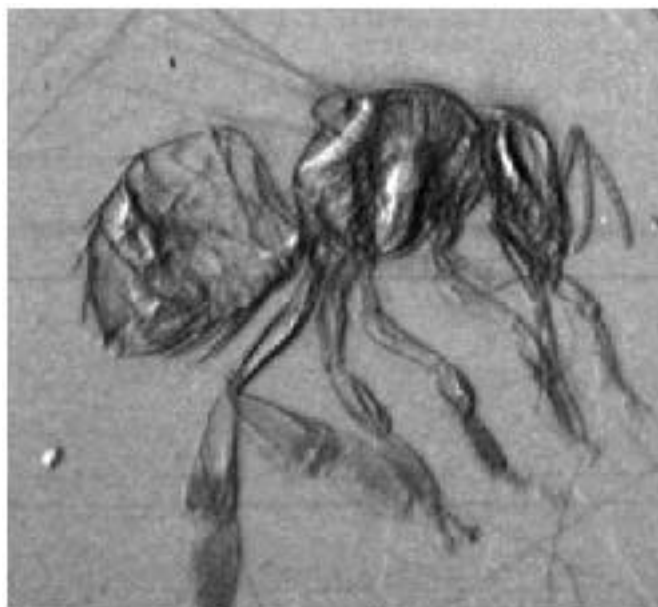


Figura 1.9: Immagine di un'ape con la tecnica DEI.

fase o alla mammografia per assorbimento in quanto il numero di fotoni diffratti ad un angolo definito è molto minore rispetto al totale incidente, ma si ottiene un'ottima qualità dell'immagine soprattutto per quanto riguarda il contrasto di dettagli di piccole dimensioni (figura 1.9) [15].

Anche questa tecnica può venire utilizzata con il rivelatore SYRMEP servendosi di una fenditura sottile non allineata col fascio di raggi X.

Il metodo della fenditura sfrutta l'idea delle griglie anti-scattering utilizzate in radiologia tradizionale, ma a differenza di queste seleziona i raggi X deviati anziché quelli primari.

## 1.5 SYRMEP e la tomografia assiale computerizzata

La tomografia assiale computerizzata (TAC) si propone di ottenere un'immagine tridimensionale dell'oggetto da analizzare acquisendone profili lungo diverse angolazioni e ricostruendo l'immagine con procedure matematiche (figura 1.10).

La procedura più comune è la retroproiezione filtrata (filtered backprojection): ciascun profilo viene filtrato per ridurre gli effetti di sovracampionamento al centro dell'immagine; successivamente, mediante il procedimento detto retroproiezione, vengono sommati tutti i profili passanti per la posizione corrispondente ad ogni pixel dell'immagine [16].

La tomografia assiale computerizzata applicata al seno è assolutamente inutilizzabile con le tecniche di mammografia tradizionale in quanto richiede l'utilizzo di dosi troppo elevate; grazie all'utilizzo della luce di sincrotrone diventa invece possibile acquisire immagini tomografiche somministrando dosi paragonabili a quelle della mammografia tradizionale ed ottenendo immagini tridimensionali ad alto contrasto [17].

Il setup sperimentale di SYRMEP risulta inoltre particolarmente adatto per l'acqui-

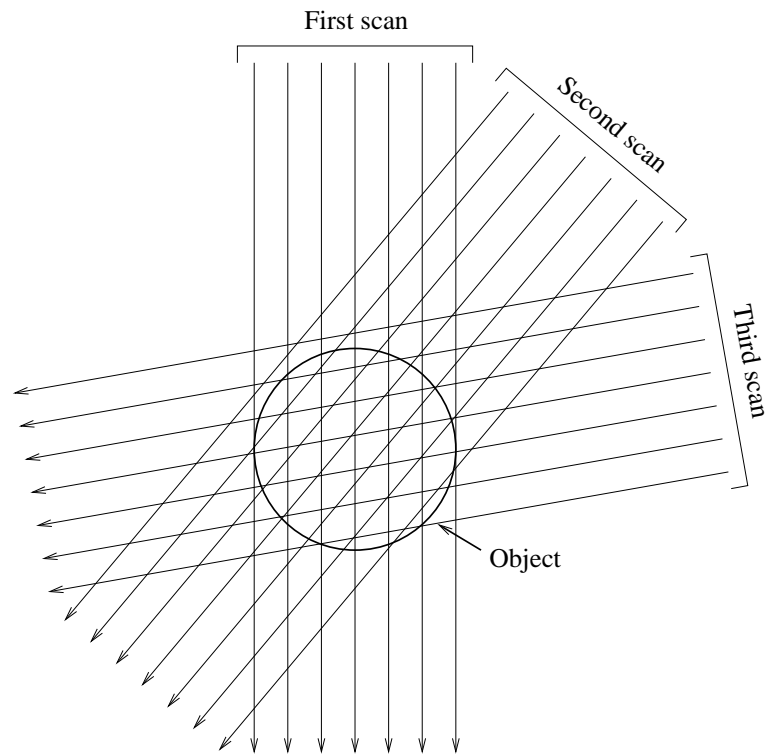


Figura 1.10: Principio della Tomografia Assiale Computerizzata.

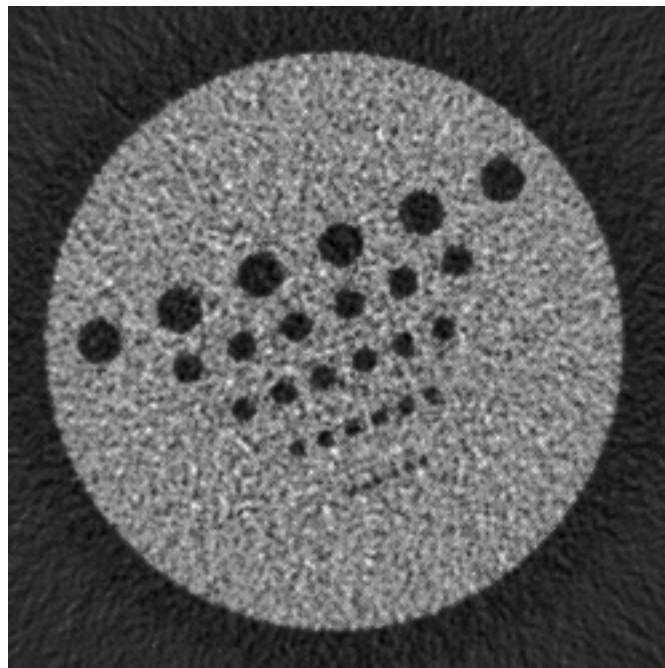


Figura 1.11: Immagine di un oggetto test acquisito in tomografia assiale.

sizione di immagini tomografiche grazie alla laminarità del fascio di radiazione e del rivelatore al silicio. Siccome un'inclinazione del piano di rotazione del campione rispetto al fascio causerebbe sfocamento ed artefatti in quanto i dettagli passerebbero da un piano all'altro durante la fase di rotazione, si utilizza un sistema di allineamento fine che permette di ottenere inclinazioni inferiori a  $0.05^\circ$  [17].

È possibile acquisire immagini tomografiche sia in assorbimento che con tecniche di fase senza particolari modifiche dell'apparato sperimentale, solo aggiungendo un movimento rotatorio al campione nel setup utilizzato per la mammografia planare (figure 1.4, 1.7).

La tecnica tomografica utilizzata sia su oggetti test che su campioni in vitro ha permesso di acquisire immagini ad alta risoluzione per dettagli di basso contrasto (figura 1.11) [17].





## Capitolo 2

# Principi generali su rivelatori al silicio ed elettronica di lettura

In questo capitolo sono presentati i principi fondamentali di funzionamento dei rivelatori al silicio partendo dalle proprietà del materiale e della giunzione p-n fino a descrivere le caratteristiche fondamentali dei rivelatori a microstrip e dell'elettronica di lettura ad essi associata. Una descrizione completa di tali principi è presente in [18].

### 2.1 Le proprietà del silicio

#### 2.1.1 Il modello a bande

Il silicio è un elemento tetravalente che nella sua forma cristallina assume la medesima struttura del diamante. Il reticolo cristallino può essere visto come se fosse composto di due sottoreticoli cubici a facce centrate spostati di un quarto della diagonale del cubo l'uno rispetto all'altro, così che ogni atomo è circondato da quattro primi vicini appartenenti all'altro reticolo, a formare un tetraedro (figura 2.1).

Se il cristallo fosse formato da singoli atomi a grande distanza tra loro, il loro spettro sarebbe dato da livelli energetici discreti. Al diminuire della distanza reticolare i livelli  $N$  volte degeneri si dividono in  $N$  livelli molto vicini tra loro. Per  $N \rightarrow \infty$  ci si riferisce a bande continue di energia dette di valenza e di conduzione [18].

La distanza reticolare per il silicio è di  $5.43 \text{ \AA}$ , che corrisponde alla configurazione di energia minima degli elettroni e del reticolo. A tale distanza l'ampiezza della banda proibita compresa tra quelle di valenza e di conduzione (energy gap  $E_g$ ) è di soli 1.1 eV. Tale valore è intermedio tra il caso dei conduttori, privi di banda proibita, e gli isolanti, dotati di banda proibita molto ampia, da cui il nome semiconduttore: a temperatura ambiente l'energia termica è sufficiente a portare elettroni in banda di conduzione lasciando lacune in quella di valenza e creando così portatori liberi disponibili ad una seppur modesta conduzione (figura 2.2).

È possibile trattare gli elettroni in banda di conduzione e le buche in banda di valenza come particelle libere con una massa effettiva ( $m_n$  o  $m_p$ ) diversa da quella degli elettroni liberi fuori dal cristallo.

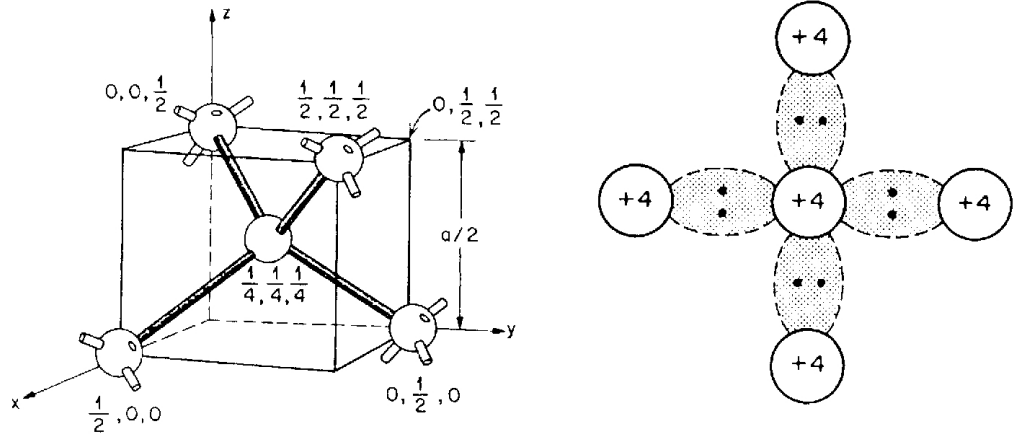


Figura 2.1: Struttura cristallina del silicio [20].

In realtà le bande di conduzione e valenza non sono gli unici stati accessibili agli elettroni: impurezze ed imperfezioni del reticolo, distruggendo la perfetta periodicità del cristallo, introducono entro la banda proibita stati che funzionano da centri di generazione-ricombinazione. Drogando il cristallo con atomi pentavalenti (donatori) o trivalenti (accettori) si introducono livelli possibili ai limiti della banda proibita, ottenendo una prevalenza di portatori di un certo tipo [19].

### 2.1.2 Semiconduttori intrinseci

I semiconduttori intrinseci contengono poche impurezze in confronto al numero di lacune ed elettroni generati per eccitazione termica. La probabilità di occupazione di uno stato da parte di un elettrone è data dalla distribuzione di Fermi-Dirac:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \quad (2.1)$$

dove  $E_F$  è l'energia di Fermi, ovvero l'energia alla quale la probabilità di occupazione di uno stato possibile è  $1/2$ ,  $k$  è la costante di Boltzmann e  $T$  è la temperatura assoluta.

Se la distanza tra l'energia di Fermi e le bande di conduzione e valenza è maggiore di  $3kT$ , si può usare l'approssimazione (separatamente per buche ed elettroni):

$$\begin{aligned} F_n(E) &\simeq e^{-\frac{E-E_F}{kT}} \\ F_p(E) &= 1 - F_n(E) \simeq e^{-\frac{E_F-E}{kT}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

La densità degli stati è:

$$N(E) dE = 4\pi \cdot \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} E^{\frac{1}{2}} dE \quad (2.3)$$

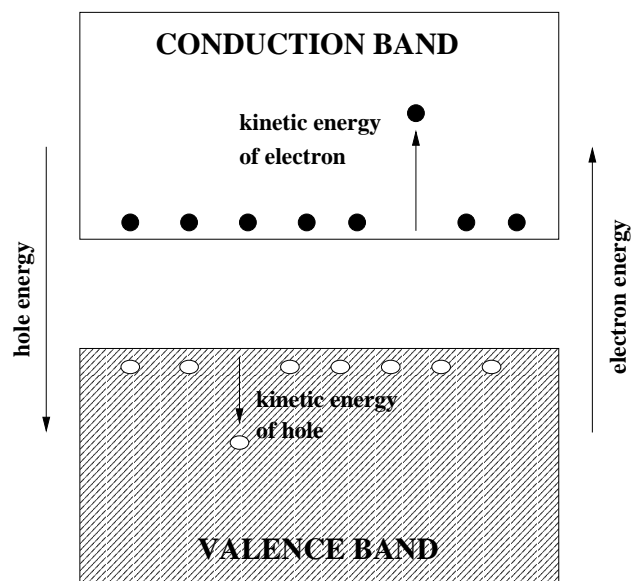


Figura 2.2: Significato del diagramma a bande.

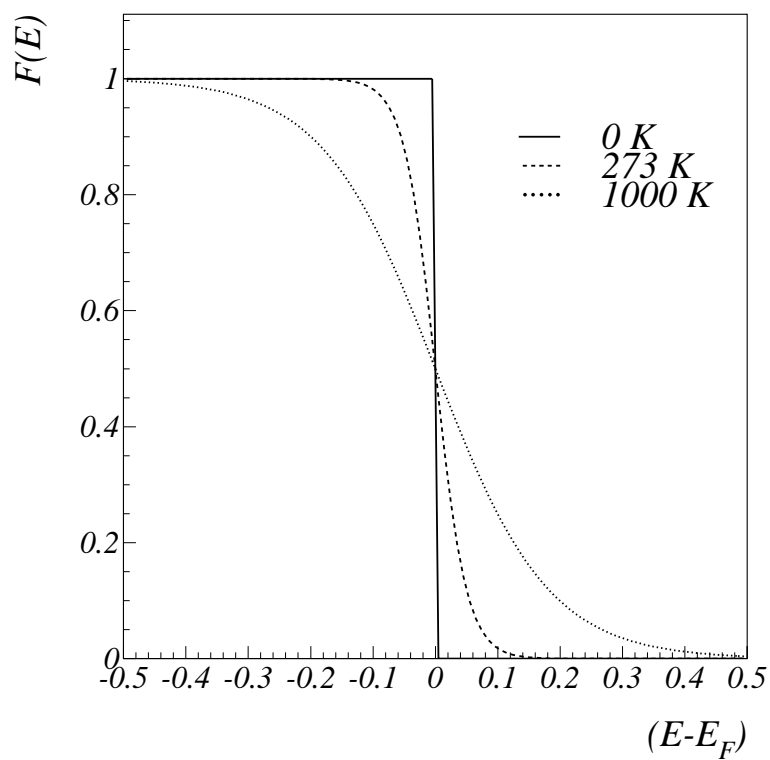


Figura 2.3: Distribuzione di Fermi-Dirac a 0 K, 273 K e 1000 K.

dove  $m$  è la massa effettiva degli elettroni ( $m_n$ ) o delle buche ( $m_p$ ),  $h$  è la costante di Planck ed  $E$  è l'energia cinetica misurata come in figura 2.2.

La densità degli elettroni liberi si ottiene integrando la concentrazione di portatori, data dal prodotto tra la densità degli stati e la loro probabilità di essere occupati  $F_n(E)$ , su tutta la banda di conduzione. Si ha:

$$n = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} \quad (2.4)$$

Allo stesso modo per le buche, integrando sulla banda di valenza:

$$p = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} \quad (2.5)$$

dove  $E_C$  è l'energia minima della banda di conduzione,  $E_V$  è l'energia massima della banda di valenza e  $N_C$  ed  $N_V$  sono le densità effettive degli stati nella banda di conduzione e di valenza rispettivamente. Il prodotto

$$n \cdot p = N_C \cdot N_V e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} \quad (2.6)$$

dipende solo dal gap energetico  $E_g$  ed è quindi indipendente dall'energia di Fermi.

Richiedendo  $n = p = n_i$  per la neutralità del cristallo, si ottiene la densità di portatori intrinseci:

$$n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} e^{-\frac{E_C - E_V}{2kT}} \quad (2.7)$$

Nel silicio  $n_i$  vale circa  $1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Eguagliando la 2.4 con la 2.5 si ricava il livello di Fermi per i semiconduttori intrinseci:

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left( \frac{m_p}{m_n} \right) \quad (2.8)$$

Utilizzando  $n_i$ ,  $E_i$  si possono riscrivere 2.4 e 2.5:

$$\begin{aligned} n &= n_i e^{-\frac{E_F - E_i}{kT}} \\ p &= n_i e^{-\frac{E_i - E_F}{kT}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

### 2.1.3 Semiconduttori drogati

I semiconduttori intrinseci vengono utilizzati molto raramente per la difficoltà di ottenere un materiale sufficientemente puro. In molti casi si alterano intenzionalmente le proprietà del materiale aggiungendo piccole quantità di impurezze di un certo tipo in modo da ottenere una maggioranza di portatori di tipo  $n$  o di tipo  $p$  [21].

In particolare se alcuni atomi di silicio vengono rimpiazzati da un elemento pentavalente (ad esempio l'arsenico), questo non altera la struttura cristallina, ma si lega ad atomi di silicio con quattro degli elettroni a disposizione, lasciando il quinto libero in banda di conduzione. In questo caso il silicio si dice drogato di tipo  $n$  in quanto la maggioranza dei portatori di carica è data da elettroni in banda di conduzione ed il drogante viene detto donatore.

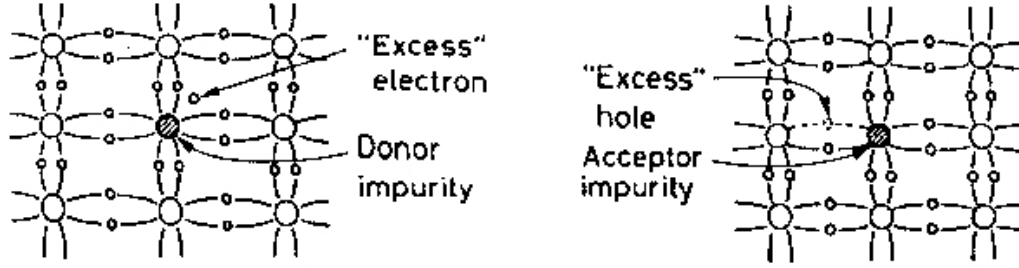


Figura 2.4: Struttura cristallina del silicio drogato  $n$  (a sinistra) e  $p$  (a destra) [21].

Se invece si droga il silicio con un elemento trivalente (ad esempio il boro), questo ha a disposizione solo tre elettroni per legarsi agli atomi circostanti e quindi rimane una buca in banda di valenza (vedi figura 2.4). In questo caso si parla di silicio drogato  $p$  perché la maggioranza dei portatori è data dalle buche in banda di conduzione ed il drogante viene detto accettore.

Dal punto di vista del modello a bande si può affermare che la sostituzione di un atomo del reticolo con un atomo diverso porta alla creazione di livelli energetici all'interno della banda proibita.

Nel silicio drogato  $n$  si è in presenza di livelli donatori  $E_D$  molto vicini alla banda di conduzione ( $E_C - E_D \simeq 0.05$  eV). A temperatura ambiente questi stati sono quasi completamente ionizzati e gli elettroni si trovano in banda di conduzione.

Nel caso del silicio drogato  $p$  invece i livelli accettori sono situati in prossimità della banda di valenza e sono quasi completamente occupati da elettroni. Di conseguenza si creano buche in banda di valenza.

Nel caso di drogaggio uniforme la neutralità del cristallo si esprime:

$$\rho = q(p - n + N_D - N_A) = 0 \quad (2.10)$$

dove  $\rho$  è la densità di carica,  $q$  è la carica dell'elettrone e  $N_D$  ed  $N_A$  sono le densità di donatori e accettori rispettivamente. Da questa condizione usando la 2.6, che essendo indipendente dal livello di Fermi continua ad essere valida, si ottengono le concentrazioni dei portatori di maggioranza nei semiconduttori drogati:

$$\begin{aligned} n_n &= \frac{1}{2} \left[ N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 2n_i^2} \right] \\ p_p &= \frac{1}{2} \left[ N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 2n_i^2} \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

dove il pedice indica il tipo di drogaggio.

In genere il drogaggio è di un solo tipo e le concentrazioni sono molto maggiori di  $n_i$ . In queste condizioni le formule precedenti si riducono a:

$$\begin{aligned} n_n &\simeq N_D \\ p_p &\simeq N_A \end{aligned} \quad (2.12)$$

Esse indicano la ionizzazione completa dei livelli donatori o accettori. La posizione del livello di Fermi può essere ricavata invertendo la 2.9:

$$\begin{aligned} E_C - E_F &= kT \ln \frac{N_C}{n} \simeq kT \ln \frac{N_C}{N_D} \\ E_F - E_V &= kT \ln \frac{N_V}{p} \simeq kT \ln \frac{N_V}{N_A} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Questa situazione può essere descritta come uno spostamento del livello di Fermi verso la banda di conduzione nel caso di drogaggio di tipo  $n$ , verso la banda di valenza nel caso di drogaggio di tipo  $p$ .

### 2.1.4 Trasporto e diffusione

Gli elettroni in banda di conduzione e le buche in banda di valenza sono essenzialmente particelle libere, non associate ad alcun sito del reticolo cristallino. La loro energia cinetica media è  $\frac{3}{2}kT$  e la loro velocità media a temperatura ambiente è dell'ordine di  $v_T \approx 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ . Il tipico cammino libero medio che percorrono prima di urtare con le imperfezioni del reticolo è  $\lambda \approx 10^{-7} \text{ cm}$ .

Se si applica al cristallo un campo elettrico  $\mathcal{E}$ , tra una collisione e l'altra i portatori di carica vengono accelerati nella direzione del campo e si muovono con una velocità media di deriva:

$$\begin{aligned} v_n &= -\frac{q \cdot \tau_C}{m_n} \mathcal{E} = -\mu_n \mathcal{E} \\ v_p &= \frac{q \cdot \tau_C}{m_p} \mathcal{E} = \mu_p \mathcal{E} \end{aligned} \quad (2.14)$$

dove le costanti di proporzionalità  $\mu_n$  e  $\mu_p$  sono la mobilità degli elettroni e delle lacune rispettivamente.

La corrente che fluisce nel cristallo è data da:

$$J = J_n + J_p = q(pv_p - nv_n) = q(n\mu_n + p\mu_p)\mathcal{E} \quad (2.15)$$

La costante di proporzionalità

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.16)$$

è la conduttività del cristallo. La resistività è definita come il suo inverso e si misura in  $\Omega \cdot \text{cm}$ . Nel silicio drogato si può trascurare il contributo alla conduzione dovuto ai portatori di minoranza. Si ha:

$$\begin{aligned} \rho_n &= \frac{1}{qn\mu_n} \\ \rho_p &= \frac{1}{qp\mu_p} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Alla conduzione si aggiunge un termine diffusivo dovuto alle disomogeneità della distribuzione di carica o della concentrazione dei droganti. Tale termine è proporzionale

Numero atomico	14
Peso atomico	28.08
Densità atomica	$4.99 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Costante reticolare	5.43 Å
Densità	$2.33 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$
Costante dielettrica	11.7
Banda proibita	1.11 eV
Densità di stati di conduzione	$2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Densità di stati di valenza	$1.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Mobilità degli elettroni	$1350 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilità delle lacune	$480 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Costante di diffusione degli elettroni	$34.5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Costante di diffusione delle lacune	$12.3 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Densità dei portatori intrinseci	$1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Resistività intrinseca	235 kΩ·cm
Energia per la creazione di una coppia elettrone-lacuna	3.6 eV

Tabella 2.1: Alcune proprietà fisiche del silicio a temperatura ambiente [22].

al gradiente della densità di carica secondo una costante  $D$  detta costante di diffusione misurata in  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . La corrente diffusiva si può esprimere come:

$$\begin{aligned}\vec{J}_n^d &= +qD_n \vec{\nabla} n \\ \vec{J}_p^d &= -qD_p \vec{\nabla} p\end{aligned}\tag{2.18}$$

Mobilità e costante di diffusione sono legate tra loro dalla relazione di Einstein:

$$D = \frac{kT}{q} \mu\tag{2.19}$$

### 2.1.5 La giunzione p-n

In tabella 2.1 sono riportate alcune grandezze fisiche caratteristiche del silicio. La sua alta densità rispetto ad altri tipi di rivelatori fa sí che le particelle rilascino molta energia attraversandolo (circa  $390 \text{ eV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  per particelle al minimo della ionizzazione). L'energia necessaria a creare una coppia elettrone-lacuna è di 3.6 eV, circa un decimo di quella necessaria per ionizzare una molecola nei rivelatori a gas o un centesimo di quella utilizzata per estrarre un fotoelettrone da un sistema scintillatore-fototubo [21].

Un fotone di 20 keV che viene completamente assorbito crea nel rivelatore circa 5500 coppie elettrone-lacuna, un numero di diversi ordini di grandezza inferiore a quello dei portatori intrinseci del silicio. Per distinguere il segnale dal rumore è quindi necessario ridurre la concentrazione di portatori liberi. Per fare ciò si utilizza una struttura detta

giunzione p-n che viene svuotata dai portatori in modo le uniche cariche libere siano quelle generate dal fotone assorbito, cariche che vengono poi raccolte e misurate.

Si considerino due cristalli semiconduttori di tipo  $p$  ed  $n$  e densità di droganti  $N_A$  ed  $N_D$  rispettivamente, posti a contatto tra loro (figura 2.5). Alla giunzione si forma un gradiente di densità di elettroni e buche che genera una corrente di diffusione e lascia i due lati della giunzione carichi (negativamente il lato  $p$  e positivamente il lato  $n$ ); tale corrente cessa quando tra le due zone viene a crearsi un campo elettrico che mantiene l'equilibrio elettrostatico. La regione carica viene detta zona di svuotamento in quanto risulta svuotata di portatori liberi [22].

All'equilibrio le energie di Fermi delle due zone del cristallo si equivalgono. Dalla 2.12 e dalla 2.9 si ha:

$$N_A \cdot N_D = n_i^2 e^{\frac{E_i^p - E_i^n}{kT}} \quad (2.20)$$

Si definisce la tensione interna  $V_d$  data da:

$$V_d = \frac{E_i^p - E_i^n}{q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \quad (2.21)$$

Dalla condizione di neutralità:

$$N_A \cdot W_1 = N_D \cdot W_2 \quad (2.22)$$

dove  $W_1$  e  $W_2$  sono gli spessori delle regioni svuotate nelle zone  $p$  ed  $n$  rispettivamente, risolvendo l'equazione di Poisson:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} = \begin{cases} 0 & \text{if } x < -W_1 \\ \frac{qN_A}{\epsilon} & \text{if } -W_1 < x < 0 \\ -\frac{qN_D}{\epsilon} & \text{if } 0 < x < W_2 \\ 0 & \text{if } x > W_2 \end{cases} \quad (2.23)$$

con condizioni al contorno  $V(-W_1) = 0$ ,  $\mathcal{E}(-W_1) = 0$  e continuità nell'origine, si ottiene:

$$V(x) = \frac{qN_A}{\epsilon} \left( \frac{x^2}{2} + W_1x + \frac{W_1^2}{2} \right) \quad (2.24)$$

da cui una barriera di potenziale:

$$V_d = \frac{q}{2\epsilon} \left( N_A W_1^2 + N_D W_2^2 \right) \quad (2.25)$$

che è in genere dell'ordine di alcune centinaia di milliVolt.

Esprimendo la distanza di svuotamento in funzione del potenziale interno si ha:

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon V_d}{qN_A(1 + N_A/N_D)}} \quad (2.26)$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon V_d}{qN_D(1 + N_D/N_A)}}$$



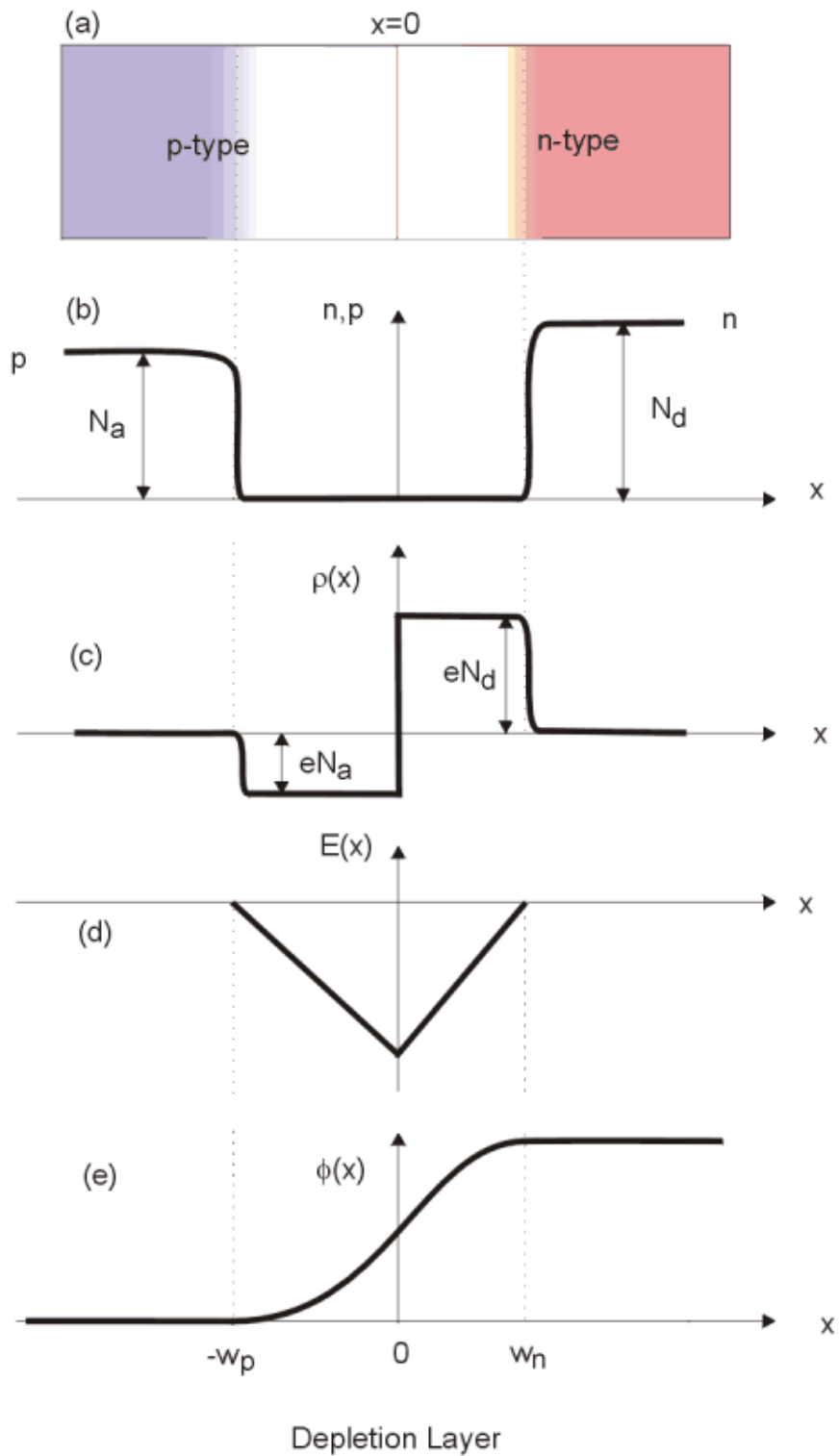


Figura 2.5: Schema della giunzione p-n (a) e grafici della densità di portatori (b), della densità di carica (c), del campo elettrico (d) e del potenziale (e).

Nel caso di una giunzione  $p^+n$  ( $N_A \gg N_D$ ) lo spessore svuotato  $W$  si approssima con:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_d}{qN_D}} \quad (2.27)$$

Dalla 2.17 si ottiene:

$$W = \sqrt{2\varepsilon\mu_n\rho_n V_d} \quad (2.28)$$

Per massimizzare la regione di svuotamento e rendere più sensibile il rivelatore si può applicare alle estremità della giunzione una differenza di potenziale  $V_{bias}$  dello stesso segno della tensione interna. Tutte le formule precedenti continuano a valere sostituendo  $V_d$  con  $V_B = V_d + V_{bias}$ .

Applicando  $V_{bias}$  sufficientemente grande,  $W$  eguaglia lo spessore del cristallo raggiungendo così lo svuotamento completo.

Dalla 2.28 si può notare che utilizzando un materiale maggiormente resistivo è possibile ottenere lo svuotamento completo a tensioni di lavoro più basse.

La giunzione appare così come un condensatore a facce piane con capacità:

$$C = \frac{\varepsilon \cdot S}{W} = S \sqrt{\frac{\varepsilon q N_D}{2V_B}} \quad (2.29)$$

dove  $S$  è la superficie della giunzione.

Schematizzando il rivelatore con un condensatore si può rappresentare la raccolta del segnale con la chiusura di tale condensatore su una resistenza  $R$ . Il tempo caratteristico  $\tau = RC$  è una stima della velocità di lettura del rivelatore. Per massimizzare tale velocità risulta quindi utile diminuire la capacità della giunzione e ciò si può ottenere usando rivelatori di piccola area, da cui l'idea dei rivelatori a microstrip [22].

## 2.2 I rivelatori a microstrip

### 2.2.1 Principi di funzionamento

I rivelatori al silicio a singola faccia come quello utilizzato da SYRMEP, sono ottenuti da materiali ad alta resistività di tipo  $n$  con orientazione del cristallo 111. Su tale substrato vengono impiantate delle strisce parallele (strip) drogate  $p^+$  con un passo  $\Delta$  (strip pitch) che può andare da  $10 \mu\text{m}$  a  $500 \mu\text{m}$  a seconda dell'utilizzo del rivelatore ed una larghezza delle strip  $d$  dipendente dalle caratteristiche di rumore e distribuzione di carica che si vogliono conferire al sistema (figura 2.6) [23].

La raccolta della carica ed il suo trasporto verso l'elettronica sono resi possibili da strisce conduttrici depositate sopra ciascuna strip. Tali strisce terminano con una piazzola (pad) per facilitare il collegamento del rivelatore all'elettronica.

Lo svuotamento si ottiene applicando una tensione positiva  $V_B$  al lato  $n$  del rivelatore, che viene completamente ricoperto da uno strato metallico (lato ohmico o backplane).

Il contatto tra metallo e semiconduttore porterebbe infatti ad un incurvamento delle bande ed alla formazione di una barriera di potenziale in modo analogo ai fenomeni

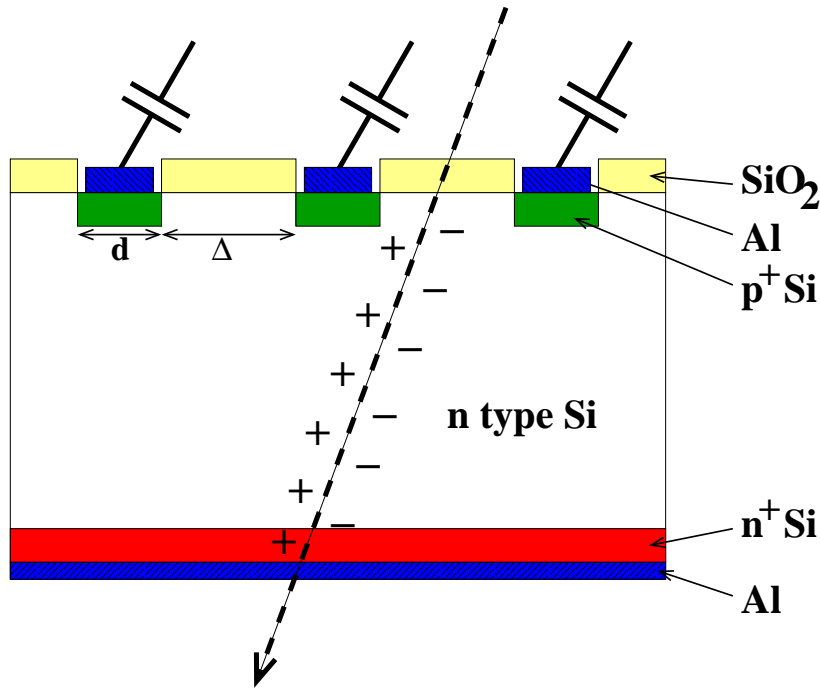


Figura 2.6: Sezione trasversale di un rivelatore a microstrip.

che avvengono nella giunzione p-n. Per questo motivo si droga in maniera elevata il silicio vicino alla giunzione con il metallo, in modo da rendere molto sottile e quindi trasparente (per effetto tunnel) la barriera di potenziale [21].

La superficie del rivelatore dal lato delle strip viene protetta con uno strato di ossido di silicio.

In molti rivelatori è presente un anello di guardia (guard ring), ovvero un impianto di tipo  $p^+$  che contorna il rivelatore e serve a raccogliere l'eccesso di corrente di buio (vedi paragrafo 2.2.2) presente lungo i bordi del rivelatore dovuta ai danni del reticolo in seguito al taglio.

Ai fini dell'elettronica di lettura, un rivelatore a microstrip presenta due tipi di capacità:

1. la capacità di giunzione per ogni strip  $C_j$  (equazione 2.29) che è in genere inferiore a  $1 \text{ pF} \cdot \text{cm}^{-1}$ ;
2. la capacità interstrip  $C_{is}$ .

Se due strip vengono rappresentate come una coppia di fili di lunghezza  $L$  posti a distanza  $g$ , con diametro  $d$  pari alla profondità dell'impianto  $p^+$ , si ottiene una formula empirica per la valutazione di  $C_{is}$ :

$$C_{is} = \frac{\pi \epsilon L}{\ln\left(\frac{g}{d} + \sqrt{\left(\frac{g}{d}\right)^2 - 1}\right)} \quad (2.30)$$

Il valore calcolato risulta essere circa l'80% di quello misurato, che è in genere dell'ordine del  $\text{pF} \cdot \text{cm}^{-1}$  [24].

### 2.2.2 La corrente di buio

Nella condizione di svuotamento completo ci si attenderebbe di non avere corrente che fluisce nel diodo, al di là di quella generata dalle particelle ionizzanti che lo attraversano. Invece si ha comunque una componente, seppur limitata, di corrente di buio dovuta principalmente a tre termini:

$$I_{dark} = I_{surf} + I_{diff} + I_{bulk} \quad (2.31)$$

Il primo termine, detto corrente di superficie, è dovuto alle cariche che si muovono sulla superficie del cristallo, dove si perde la periodicità del reticolo e non valgono quindi le proprietà viste precedentemente. Questo termine è fortemente dipendente dalla tecnologia utilizzata nella costruzione del rivelatore e viene usato come indice di qualità. Spesso è proprio  $I_{surf}$  a dominare sugli altri termini e a determinare la corrente di buio totale.

Il secondo termine è dovuto alla diffusione di cariche dalle zone del diodo non svuotate: nella regione neutra tali cariche non sono soggette a campi elettrici e le coppie create si ricombinano; se invece i portatori riescono a migrare nella regione carica prima di ricombinarsi, risentono delle conseguenze del campo elettrico ed attraversano la giunzione.

La corrente di diffusione diminuisce all'aumentare dello svuotamento.

La densità di corrente di diffusione si può stimare come:

$$j_{diff}^n = q \frac{n_p}{\tau_n} \sqrt{D_n \tau_n} \quad (2.32)$$

$$j_{diff}^p = q \frac{p_n}{\tau_p} \sqrt{D_p \tau_p} \quad (2.33)$$

dove  $\tau_n$  e  $\tau_p$  sono le vite medie e  $n_p$  e  $p_n$  sono le densità dei portatori di minoranza nelle regioni p ed n rispettivamente. Il termine sotto radice è lo spessore medio da cui le cariche possono diffondere nella regione di svuotamento.

La corrente di diffusione è in genere trascurabile a temperatura ambiente.

Il terzo termine  $I_{bulk}$  viene anche detto corrente di generazione: esso è dovuto alle coppie elettrone-lacuna che si generano termicamente nella regione svuotata e che anziché ricombinarsi danno origine ad un flusso di corrente per effetto del campo elettrico nella regione di svuotamento. Tale corrente è proporzionale al volume  $V$  della regione svuotata e si può stimare attraverso la formula:

$$I_{bulk} = q \frac{n_i}{2\tau} V \quad (2.34)$$

dove  $\tau$  è la vita media dei portatori di minoranza.

Si ha quindi una densità di corrente:

$$J_{bulk} = q \frac{n_i}{2\tau} W \quad (2.35)$$

Essendo proporzionale a  $W$ , anche  $J_{bulk}$  aumenta come  $\sqrt{V_B}$  e come  $n_i$  ha una forte dipendenza dalla temperatura (equazione 2.7).

Questo termine determina il rumore granulare (shot noise) all'ingresso della catena elettronica [23].

Per ottenere lo svuotamento completo a tensioni sufficientemente basse da limitare la corrente di buio, si cerca di utilizzare silicio ad alta resistività come materiale di base dei rivelatori.

### 2.2.3 L'accoppiamento AC

Quando una particella attraversa il rivelatore creando coppie elettrone-lacuna, gli elettroni migrano verso il backplane, mentre le buche vengono raccolte dalle strip più vicine. Il segnale viene quindi passato ad una catena elettronica che ha il compito di amplificarlo e di dargli la forma voluta.

Se le strip e l'elettronica sono connesse in modo diretto (accoppiamento DC, Direct Current) viene integrata anche la corrente di buio, che va a costituire un fondo costante della misura; fluttuazioni del valore di  $I_{dark}$  si ripercuotono sulla misura ed eventuali strip caratterizzate da un'alta corrente di buio rischiano di saturare il preamplificatore.

Per ovviare a questo problema si inserisce tra strip ed elettronica una capacità ( $C_{acc}$ ) che ha il compito di derivare il segnale, lasciando passare solo la componente variabile nel tempo della corrente (ovvero l'impulso corrispondente alla carica generata dal passaggio della particella ionizzante) e fermando la componente continua (data dalla corrente di buio) [18].

Questo metodo è denominato accoppiamento AC (Alternated Current) e può essere realizzato sia esternamente al rivelatore, utilizzando capacità discrete, sia in maniera integrata, depositando tra strip e contatto metallico uno strato di ossido di silicio, che essendo isolante funge da dielettrico.

Affinché il segnale venga raccolto dall'elettronica anziché indursi sulle strip adiacenti attraverso  $C_{is}$ , si richiede per la capacità di accoppiamento un valore di almeno un ordine di grandezza superiore rispetto a quello della capacità interstrip. Per ottenere valori di  $C_{acc}$  sufficientemente elevati (50 – 100pF) è necessario limitare lo spessore del dielettrico fino a poche centinaia di nanometri evitando la formazione di fratture (pinholes) che, lasciando passare la corrente di buio, saturerebbero l'elettronica.

$C_{acc}$  risulta in serie con la capacità delle strip ( $C_j + 2C_{is}$ ) ed un suo valore sufficientemente alto consente di trascurarla nel calcolo della capacità totale [18].

L'accoppiamento AC richiede la presenza di una struttura separata per la polarizzazione delle strip, sia per permettere il deflusso della corrente di buio, sia per mantenere la strip ad un potenziale costante rispetto al backplane, con conseguente svuotamento del rivelatore.

La soluzione attualmente più utilizzata è la creazione di una linea di raccolta comune (bias line), che viene mantenuta ad un potenziale fisso, alla quale connettere tutte le strip tramite resistenze in silicio policristallino. I valori di tali resistenze devono essere sufficientemente elevati (parecchie decine di  $M\Omega$ ) e devono essere caratterizzati da una buona uniformità per non peggiorare le caratteristiche di rumore ed evitare l'induzione del segnale tra le strip adiacenti attraverso la bias line. Questa soluzione è intrinsecamente resistente alle radiazioni [18].

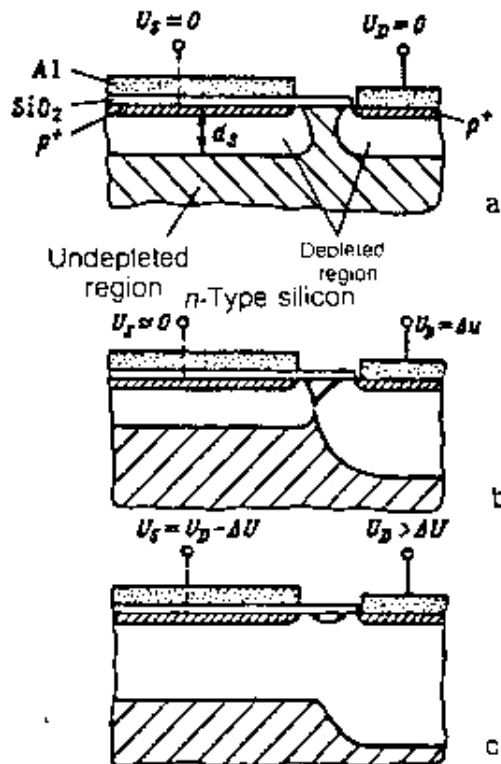


Figura 2.7: Schema della polarizzazione mediante punch-through: con tensione di drain nulla (a), pari a  $V_{pt}$  (b) e maggiore di  $V_{pt}$  (c) [23].

Le tecnologie attuali consentono di arrivare a valori di resistenza superiori a 50 MΩ con grande uniformità ed il prossimo rivelatore SYRMEP utilizzerà questa soluzione.

Il rivelatore attualmente in uso alla linea di luce è invece polarizzato mediante FOXFET (Field OXide Field Effect Transistor) [25].

Questo metodo è di semplice realizzazione e consente di limitare i costi, ma è di utilizzo meno immediato e può dare luogo a fluttuazioni nel tempo della resistenza di bias a causa del danneggiamento da radiazione.

Il principio fisico fondamentale del FOXFET è noto come punch-through ed indica un effetto che si verifica in strutture di tipo  $p^+-n-p^+$  quando le differenze di potenziale applicate alle regioni  $p^+$  sono elevate.

Una struttura  $p^+-n-p^+$  è formata da due giunzioni  $p^+ - n$  unite ed opposte, una polarizzata direttamente, l'altra inversamente. A basse tensioni le correnti diretta e inversa si bilanciano e gran parte della caduta di potenziale avviene nella giunzione inversa (figura 2.7.a).

Aumentando la tensione applicata la zona di svuotamento della regione inversa aumenta fino a raggiungere quella della giunzione diretta (figura 2.7.b); si manifesta allora una

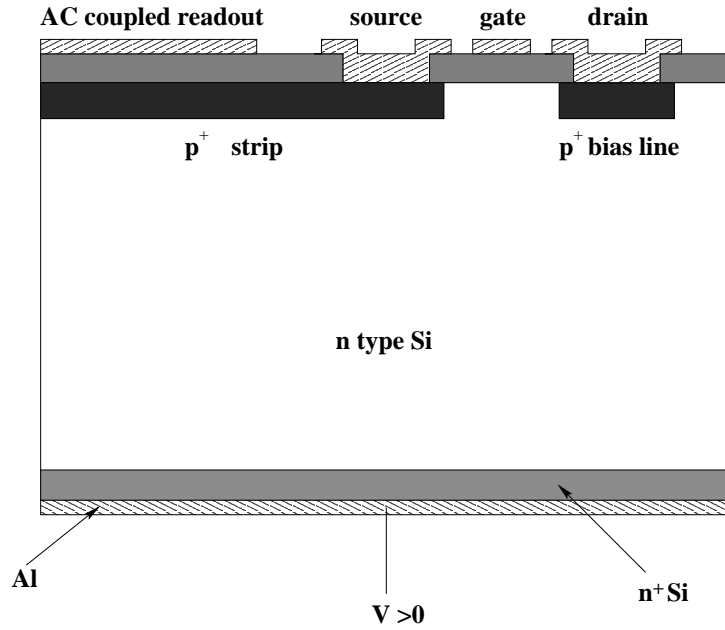


Figura 2.8: Sezione trasversa di un rivelatore polarizzato FOXFET.

corrente che cresce esponenzialmente con la tensione ed è dominata dalla caratteristica corrente-tensione della giunzione diretta [26]. La tensione a cui le due zone di svuotamento si incontrano viene detta tensione di punch-through  $V_{pt}$ . Tale tensione potrebbe essere molto bassa o addirittura nulla nel caso la regione  $n$  avesse dimensioni inferiori alla somma degli spessori delle regioni svuotate; lo strato di accumulazione di carica negativa che viene a formarsi all'interfaccia ossido-silicio nella zona  $n$  fa sì che  $V_{pt}$  sia dell'ordine di alcuni Volt [26].

Il controllo di  $V_{pt}$  avviene tramite il deposito di un contatto metallico (gate) sopra l'ossido in corrispondenza della regione drogata  $n$ ; applicando al gate una tensione negativa che riduca l'accumulazione di elettroni il valore di  $V_{pt}$  diminuisce.

La linea di polarizzazione a cui si applica la tensione è costituita da un impianto  $p^+$  ortogonale alle strip che attraversa il rivelatore per tutta la sua larghezza. La linea di bias viene detta anche drain in quanto il FOXFET funziona come un 'p-source enhanced mode MOSFET' in cui la sorgente (source) è costituita dalle strip del rivelatore (figura 2.8).

Con questo metodo si possono ottenere valori di resistenza molto elevati, anche superiori a 100 M $\Omega$  [18].

Per  $V_{bias} > V_{pt}$  la corrente che fluisce dalla strip verso il drain  $I_{strip}$  segue una caratteristica I-V simile a quella di un diodo polarizzato direttamente:

$$I_{strip} = I_{dark} \left( e^{\frac{q(V_{strip} - V_{pt})}{kT}} - 1 \right) \quad (2.36)$$

Invertendo l'equazione precedente:

$$V_{strip} = V_{pt} + \frac{q}{kT} \ln \left( \frac{I_{strip}}{I_{dark}} + 1 \right) \quad (2.37)$$

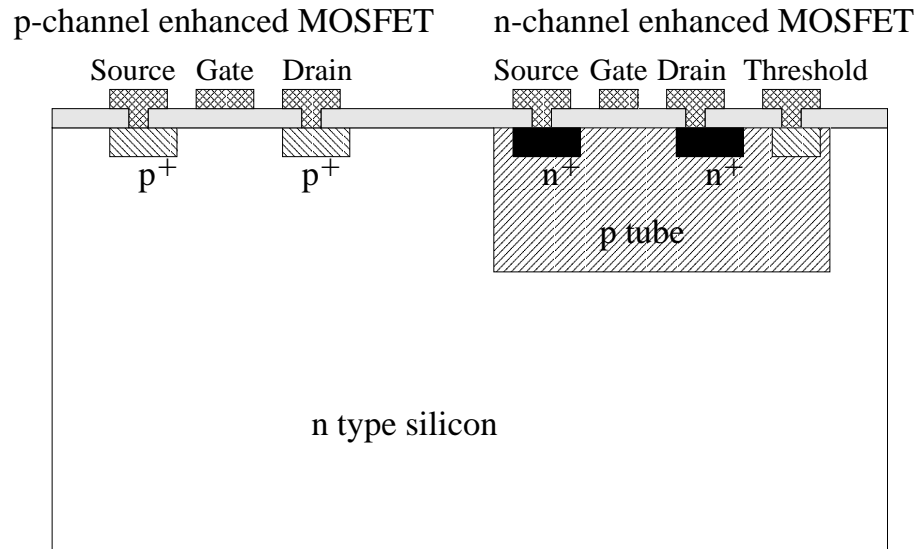


Figura 2.9: Esempi di MOSFET a canale p ed n in tecnologia CMOS.

Un'importante caratteristica del FOXFET è la sua resistenza dinamica:

$$R_d = \frac{\delta V_{strip}}{\delta I_{strip}} = \frac{kT}{q(I_{strip} + I_{dark})} \quad (2.38)$$

Si vede che per correnti maggiori di  $I_{dark}$  la resistenza dinamica diminuisce con l'inverso della corrente [26].

## 2.3 L'elettronica di frontend

### 2.3.1 I circuiti integrati

Lo sviluppo dei rivelatori di posizione a semiconduttore ed in particolare dei rivelatori a microstrip con strip pitch inferiore a  $50 \mu\text{m}$  ha richiesto lo sviluppo di un'elettronica di lettura poco ingombrante ed in grado di gestire un grandissimo numero di segnali.

Negli ultimi decenni la tecnologia ha fatto grandi passi avanti in questo senso portando dall'integrazione di circuiti su larghissima scala (Very Large Scale Integrated circuits, VLSI) fino a circuiti integrati nel processo di produzione del rivelatore stesso [27].

Le tecnologie che meglio soddisfano la richiesta di basso rumore e consumo limitato si basano sui MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) e sui circuiti da essi derivati [28].

La tecnologia NMOS si basa su MOSFET a canale n sia "enhanced mode" che "depletion mode"; la più recente tecnologia CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) utilizza invece MOSFET in enhanced mode sia a canale p che a canale n: questo si ottiene creando dei pozzi (tubes) di drogaggio opposto rispetto al bulk all'interno dei quali impiantare i transistor di tipo opposto. Questi "tubes" devono essere mantenuti ad un potenziale fisso, che regola anche la tensione di soglia dei transistor (figura 2.9) [18].



Uno dei problemi principali della tecnologia CMOS è il latchup, una scarica di corrente tra le componenti del circuito ed il backplane. Il latchup può essere causato da strutture parassite che, unite alle componenti del circuito, creano delle strutture conduttive. Uno dei modi per limitare questo effetto è mantenere distanze sufficientemente grandi tra le componenti impiantate sul substrato. Alle volte si possono utilizzare strutture di guardia aggiuntive [18].

Se la relativa semplicità di produzione ed il basso consumo sono i punti di forza della tecnologia CMOS, i suoi svantaggi sono i limiti di operatività ad alte frequenze e con grandi intensità di corrente; in questi casi viene utilizzata la tecnologia bipolare [29].

I compiti principali di un circuito di lettura sono essenzialmente:

1. amplificazione della carica in parallelo su ogni canale;
2. filtraggio del segnale, sua ulteriore amplificazione e memorizzazione (sempre in parallelo su ogni canale);
3. estrazione seriale del segnale o di sue elaborazioni canale per canale.

A questi compiti corrispondono tre componenti fondamentali per qualsiasi circuito integrato: il preamplificatore di carica, lo shaper ed il circuito di estrazione del segnale [18].

A seconda dello scopo per cui viene utilizzato l'apparato di rivelazione possono poi venire sviluppate funzioni specifiche di elaborazione del segnale che rendono l'elettronica di lettura fortemente legata al rivelatore per cui è nata.

### 2.3.2 Il rumore elettronico

Con il termine rumore si intende qualsiasi disturbo indesiderato che interferisce col segnale di interesse.

Nella maggior parte delle componenti elettroniche sono presenti tre principali sorgenti di rumore: il rumore termico, il rumore granulare (shot noise) ed il rumore di bassa frequenza (o  $1/f$ ).

Indicando con  $e_n(t)$  la tensione di rumore all'istante  $t$ , si definisce il suo valore efficace:

$$E_n = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[ \frac{1}{T} \int_0^T e_n^2(t) dt \right] \quad (2.39)$$

Il valore efficace di una corrente di rumore si definisce analogamente:

$$I_n = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[ \frac{1}{T} \int_0^T i_n^2(t) dt \right] \quad (2.40)$$

In genere ci si riferisce alla densità di potenza di rumore di tensione  $e_n^2(f)$  con dimensioni  $V^2/Hz$  in modo che  $e_n^2(f)df$  rappresenti il contributo infinitesimo al valore quadratico medio del rumore nell'intorno di frequenze  $df$ ; analogamente si definisce  $i_n^2(f)$ , misurato in  $A^2/Hz$ .  $e_n(f)$  ed  $i_n(f)$  vengono dette densità spettrali di rumore.

Il valore efficace di rumore  $E_n$  è uguale all'integrale su tutto lo spettro di frequenza della densità di potenza di rumore  $e_n^2(f)$  (analogamente  $I_n$  è l'integrale di  $i_n^2(f)$  sullo spettro).

Per confrontare il segnale con il rumore della catena elettronica si definisce carica di rumore equivalente (Equivalent Noise Charge, ENC) il rapporto tra rumore misurato all'uscita dello shaper e l'ampiezza del segnale generato da una singola carica elettronica  $q$ .

Il rumore termico è dovuto alla fluttuazione termica della distribuzione degli elettroni in un conduttore, è indipendente dalla frequenza e viene detto anche rumore bianco. La densità spettrale di rumore può essere ricavata da considerazioni termodinamiche e nel caso di una resistenza è data da:

$$\begin{aligned} e_n^2(f) &= 4kTR \\ i_n^2(f) &= \frac{4kT}{R} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Nei transistor, che sono le componenti principali dei circuiti integrati, il rumore termico è dovuto alla resistenza del canale. L'equazione 2.41 non è però sufficiente per descrivere la situazione; bisogna infatti tenere conto dell'interazione del canale col gate.

Considerando il transistor diviso in regioni infinitesime ed integrando quindi per tutta la sua lunghezza si è soliti rappresentare il rumore bianco nel transistor come un generatore di tensione di rumore posto sul gate di densità spettrale:

$$e_n^2(f) = 4kT \frac{2}{3} \frac{1}{g_m} \quad (2.42)$$

con  $g_m$  transconduttanza del transistor, definita come:

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}} \quad (2.43)$$

dove  $I_{DS}$  è la corrente di drain,  $V_{GS}$  è la differenza di potenziale tra gate e source e  $V_{DS}$  è quella tra drain e source.  $g_m$  si misura in Siemens ( $S = \Omega^{-1} = A/V$ ).

La transconduttanza è quindi la derivata della caratteristica  $I_{DS}-V_{GS}$  che ha un andamento:

$$I_{DS} = \frac{\alpha}{2} (V_{GS} - V_T)^2 \quad (2.44)$$

dove  $V_T$  è la tensione di strozzamento (pinch-off) nel caso dei JFET o di soglia nei MOSFET in enhancement mode e  $\alpha$  è un parametro caratteristico del FET.

Siano  $\mu$  la mobilità dei portatori,  $W$  e  $L$  larghezza e lunghezza del gate e  $C_i$  la sua capacità di ingresso. Si può esprimere il parametro  $\alpha$  come  $\alpha = \mu C_i \frac{W}{L}$ , da cui si ottiene:

$$g_m = \alpha (V_{GS} - V_T) = \sqrt{2\mu C_i I_{DS} \frac{W}{L}} \quad (2.45)$$

La transconduttanza è funzione della corrente di drain, la quale a sua volta è regolabile mediante la tensione di polarizzazione di gate.

Il rumore granulare è un effetto della natura discreta della carica elettrica ed è dovuto alla fluttuazione statistica sul numero di portatori di carica. Una corrente costante  $I$  corrisponde idealmente a  $N = \frac{I\Delta t}{q}$  portatori di carica che attraversano la sezione del conduttore nel tempo  $\Delta t$ . La fluttuazione Poissoniana sul loro numero è data da  $\delta N = \sqrt{N}$ , che porta ad una variazione di corrente:

$$\langle \delta I^2 \rangle = \frac{q^2 (\delta N)^2}{\Delta t^2} = \frac{qI}{\Delta t} \quad (2.46)$$

che porta ad uno spettro di rumore:

$$i_n^2(f) = 2Iq \quad (2.47)$$

Questa approssimazione considera la probabilità di attraversare la superficie da parte di un elettrone indipendente dalla posizione delle altre cariche; questa condizione è soddisfatta in molti casi, compreso quello di un rivelatore polarizzato.

La fondamentale differenza tra il rumore termico e quello granulare è che il primo è sempre presente, mentre lo shot noise richiede la presenza di un flusso di corrente.

La terza fonte di rumore è il rumore di bassa frequenza (rumore rosa), presente nella maggior parte dei dispositivi elettronici. Il suo spettro di rumore è del tipo:

$$e_n^2(f) = \frac{A_n}{f^\alpha}, \quad \text{con } \alpha \approx 1 \quad (2.48)$$

La causa fisica di questo tipo di rumore non è unica nelle diverse componenti elettroniche e può anche dipendere dai processi di produzione dei dispositivi.

Nei transistor unipolari (FET, Field Effect Transistor) la causa del rumore  $1/f$  può essere riconducibile alle imperfezioni del cristallo di silicio, che portano a processi di intrappolamento dei portatori di carica che si legano ai difetti e vengono rilasciati dopo un certo tempo.

Si consideri una singola imperfezione nel substrato di un JFET (Junction FET) a canale  $n$ . Le variazioni di corrente dipendono dalla posizione del difetto e sono quindi costanti. Il tempo medio che uno stato trappola impiega a catturare un elettrone (e viceversa a rilasciarlo) dipende dalla sezione d'urto di cattura dell'elettrone e dalla concentrazione di portatori  $n$  nelle vicinanze dell'impurezza. La sezione d'urto  $\sigma_n$  è fortemente dipendente dalla profondità del difetto e dalla temperatura. La fluttuazione dello stato della "trappola" (da occupata a libera e viceversa) fa variare la corrente di drain tra due livelli costanti e viene anche chiamata Random Telegraph Signal (RTS).

Considerando che l'imperfezione influenzi il potenziale solo in un intorno infinitesimo attorno alla sua posizione e che la densità superficiale di carica del canale dipenda solo dal potenziale del canale, si ottiene una variazione di corrente dovuta alla carica intrappolata pari a:

$$\Delta I = \frac{qm}{L} v(y_t) \quad (2.49)$$

dove  $q \cdot m$  è la carica indotta nel canale dovuta alla trappola,  $L$  è la lunghezza del canale,  $y_t$  è la posizione dell'imperfezione e  $v$  è la velocità di drift degli elettroni.

Considerando una situazione in cui il livello dell'impurezza  $E_t$  è abbastanza maggiore dell'energia intrinseca  $E_i$  e gli unici portatori di carica sono elettroni con velocità termica  $v_{th}$ , si ha un tempo medio di cattura:

$$t_1 = \frac{1}{nv_{th}\sigma_n} \quad (2.50)$$

La probabilità di riemissione dell'elettrone è funzione della differenza di energia tra il livello della trappola e il livello di conduzione, ma non dipende dalla densità di elettroni. Se la trappola è in equilibrio termico e non viene applicato alcun voltaggio esterno, la probabilità di occupazione della trappola è:

$$P_{occ} = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_t - E_F}{kT}}} = \frac{t_2}{t_1 + t_2} \quad (2.51)$$

dove  $t_1$  è il tempo medio di cattura dell'elettrone (equazione 2.50) e  $t_2$  quello di riemissione. Invertendo si ha:

$$t_2 = \frac{t_1}{e^{\frac{E_t - E_F}{kT}}} = \frac{e^{\frac{E_F - E_t}{kT}}}{nv_{th}\sigma_n} = \frac{e^{\frac{E_F - E_t}{kT}}}{N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} v_{th}\sigma_n} = \frac{e^{\frac{E_C - E_t}{kT}}}{N_C v_{th}\sigma_n} \quad (2.52)$$

dove si è espressa la densità di portatori in funzione della densità degli stati in banda di conduzione  $N_C$  e dell'energia di Fermi.

Le correnti di rumore RTS sono distribuite secondo delle distribuzioni esponenziali con costante di tempo  $t_1$  e  $t_2$  nel caso di cattura e riemissione rispettivamente.

La trasformata di Fourier di  $i_n^2(t)$  dà la densità spettrale di rumore:

$$i_n^2(f) = \frac{i_{n0}^2}{1 + (2\pi f)^2 t_0^2} \quad (2.53)$$

dove il tempo caratteristico  $t_0$  e la densità spettrale di rumore a basse frequenze  $i_{n0}^2$  dello spettro Lorentziano sono dati da:

$$\frac{1}{t_0} = \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \quad \text{e} \quad i_{n0}^2 = \frac{(2at_1t_2)^2}{(t_1 + t_2)^3} \quad (2.54)$$

con  $a = \frac{qm}{L}v(y_t)$ .

Lo spettro di frequenza per una singola trappola ha un andamento costante per basse frequenze e del tipo  $1/f^2$  per alte frequenze. Questo è stato osservato sperimentalmente anche in JFET con un bassissimo numero di difetti.

La sovrapposizione di molte trappole con costanti di tempo anche molto diverse tra loro porta al noto comportamento  $1/f$ .

Il rumore rosa in un MOSFET si può descrivere come una tensione di rumore applicata al gate con una densità spettrale di rumore:

$$e_n^2 = \frac{K_F}{WLC_{ox}^2} \frac{1}{f} \quad (2.55)$$

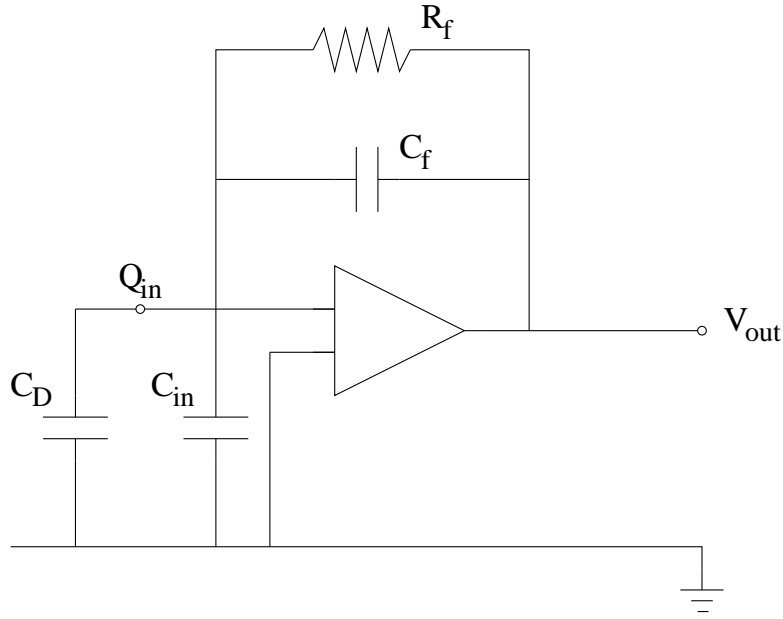


Figura 2.10: Rappresentazione schematica di un amplificatore di carica.

dove  $W$  è la sezione del MOSFET,  $L$  è la sua lunghezza,  $C_{ox}$  la capacità del deposito di ossido e  $K_F$  un parametro che racchiude in sé le caratteristiche del processo produttivo. Si noti che il rumore di bassa frequenza è indipendente dalla corrente di gate.

Sommando le varie componenti, la densità di potenza di rumore per un MOSFET si può scrivere:

$$\begin{aligned} e_n^2 &= 4kT \frac{2}{3} \frac{1}{g_m} + \frac{K_F}{WLC_{ox}^2} \frac{1}{f} \\ i_n^2 &= 2qI_G \end{aligned} \quad (2.56)$$

$I_G$  rappresenta la corrente di perdita di gate ed in genere è trascurabile.

Un modo per ridurre il rumore nei MOSFET è quindi aumentarne le dimensioni e la capacità (riducendo lo spessore dell'ossido di silicio).

Questa parametrizzazione è comunque solo approssimativa e vi sono molti altri parametri che possono far variare le prestazioni di rumore di un MOSFET, ad esempio nei MOSFET depletion mode un modo per ridurre il rumore è far sí che il canale non tocchi l'ossido [18].

### 2.3.3 Il preamplificatore di carica

Un preamplificatore di carica (Charge-Sensitive Amplifier, CSA) consiste in un amplificatore invertente che idealmente restituisce una tensione di uscita proporzionale a quella di ingresso ( $V_{out} = -AV_{in}$ ) con retroazione (feedback) capacitiva (figura 2.10) [18].

Siccome l'amplificatore non assorbe carica ed entrambi gli ingressi sono allo stesso

potenziale, si ha una tensione di uscita:

$$V_{out} = -\frac{Q_{in}}{C_f + \frac{C_D + C_{in} + C_f}{A}} \quad (2.57)$$

dove  $A$  rappresenta il coefficiente di amplificazione ad anello aperto,  $C_D$  rappresenta il carico capacitivo del rivelatore e  $C_{in}$  quello della messa a terra dell'amplificatore, dominato dalla capacità di gate del transistor di ingresso.

Per grandi coefficienti di amplificazione si ha:

$$V_{out} = -\frac{Q_{in}}{C_f} \quad (2.58)$$

Per basse frequenze l'impedenza d'ingresso del CSA è una capacità del valore:

$$C_{eff} = (A + 1)C_f + C_{in} \quad (2.59)$$

È necessario avere una bassa impedenza d'ingresso ( $C_{eff} > C_D$ ) per avere un trasferimento completo della carica dal rivelatore all'elettronica ed evitare effetti di crosstalk tra i canali del rivelatore.

La resistenza  $R_f$  in parallelo con la capacità di feedback è necessaria per scaricare  $C_f$  in continuazione in modo che il segnale in uscita non sia un gradino, ma piuttosto un decadimento esponenziale:

$$V_{out} = -\frac{Q_{in}}{C_f} e^{-\frac{t}{R_f C_f}} \quad (2.60)$$

La costante  $\tau_f = R_f C_f$  rappresenta il tempo per il ripristino della situazione precedente all'arrivo della carica dal rivelatore (baseline restoration). La diminuzione di  $R_f$  comporta quindi un aumento della frequenza massima di particelle rivelabili (counting rate) a scapito però delle prestazioni di rumore (equazione 2.41).

In un circuito dotato di trigger la resistenza di feedback può essere sostituita da un interruttore che viene azionato solo dopo il passaggio del segnale.

Il rumore generato da un amplificatore è dominato da quello generato nel transistor d'ingresso. Il contributo al rumore del transistor di ingresso può essere separato in due parti: una "in serie", rappresentabile con una sorgente di tensione di rumore applicata al gate, alla quale contribuiscono rumore termico ed  $1/f$ , ed una "in parallelo" rappresentabile con un generatore di corrente di rumore, dovuta al rumore granulare. La seconda componente è influente solo nel caso dei JFET.

La presenza del rumore dà luogo ad un segnale anche in assenza di carica. Per valutare la carica di rumore si considera la carica necessaria a compensare gli effetti della tensione di rumore affinché la tensione di uscita sia nulla. Si ricava:

$$-Q_n = e_n(C_D + C_{in} + C_f) \quad (2.61)$$

La carica di rumore è quindi proporzionale alla somma delle capacità di ingresso, di feedback e del rivelatore; per diminuire il rumore bisogna cercare di limitare  $C_D$  e  $C_{in}$ .

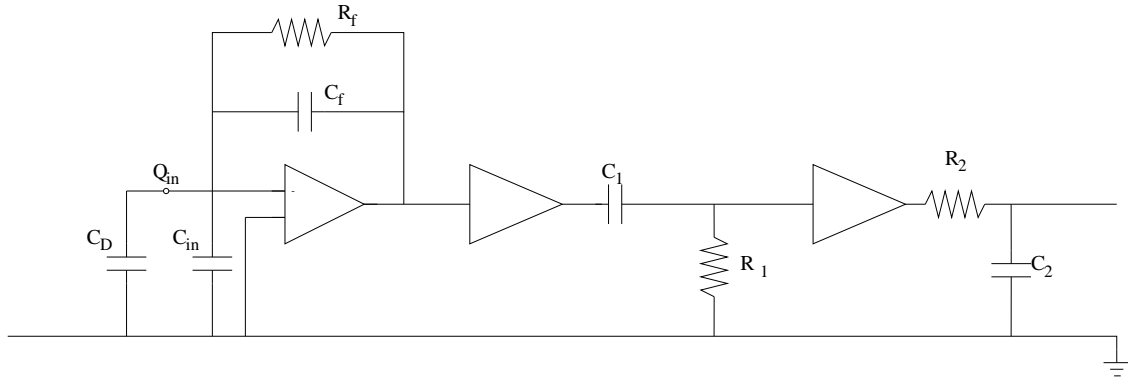


Figura 2.11: Filtraggio del rumore e formazione del segnale in un filtro CR-RC che segue un CSA.

### 2.3.4 Lo shaper

Il segnale prodotto dal preamplificatore viene ulteriormente amplificato e filtrato per ottimizzare il rapporto segnale rumore (SNR) e ridurre le interferenze tra segnali successivi.

Lo shaper più elementare è un filtro CR-RC: esso opera inizialmente una derivazione del segnale e quindi una sua integrazione. Se le costanti di tempo  $\tau_1 = R_1 C_1$  e  $\tau_2 = R_2 C_2$  sono uguali ( $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ ), si ottiene un segnale di forma:

$$V_{out}(t) = \frac{Q}{C_f} \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.62)$$

da cui una tensione di picco proporzionale alla carica del segnale:

$$V_{peak} = \frac{Q}{C_f} \frac{1}{e} \quad (2.63)$$

I parametri del circuito devono essere scelti per massimizzare il rapporto segnale rumore e per ottimizzare le prestazioni dell'elettronica ad alte frequenze.

Il rapporto segnale rumore è dato da tre componenti: il rumore termico, il rumore  $1/f$  ed il rumore granulare. Il rumore termico decresce con la radice di  $\tau$ , il rumore di bassa frequenza è indipendente dalla costante di tempo, mentre lo shot noise cresce come la radice del tempo caratteristico:

$$\begin{aligned} SNR_{the} &\propto \frac{1}{\sqrt{\tau}} \\ SNR_{1/f} &\propto 1 \\ SNR_{shot} &\propto \sqrt{\tau} \end{aligned} \quad (2.64)$$

Per migliorare la qualità del segnale si può pensare di aumentare il numero di stadi di integrazione  $n$ ; SNR varia molto lentamente con  $n$ : il rumore  $1/f$  rimane praticamente costante, il rumore termico aumenta leggermente, mentre solo quello granulare diminuisce.





## Capitolo 3

# Il rivelatore 'edge on' e CASTOR

SYRMEP utilizza come rivelatore di radiazione un rivelatore a microstrip al silicio orientato 'edge on' e progettato con una particolare geometria per permettere di aumentare la superficie esposta alla radiazione formando un rivelatore a più strati.

L'ASIC di lettura del rivelatore ha prestazioni di alto guadagno e basso rumore e permette di operare in modalità di single photon counting. Per potere utilizzare questo sistema per esami clinici bisogna ancora diminuire i tempi di misura, limitati dalla velocità dell'elettronica [24].

### 3.1 Il rivelatore SYRMEP

#### 3.1.1 La geometria 'edge on'

I rivelatori a microstrip sono originariamente nati per rivelare particelle cariche al minimo di ionizzazione (MIP, Minimum Ionising Particle) che attraversano il silicio perpendicolarmente alle strip. In radiologia diagnostica si vogliono invece rivelare raggi X in un intervallo di energie che va da 15 keV a 30 keV nel caso della mammografia.

Per ottimizzare efficienza e risoluzione spaziale bisogna tenere conto delle proprietà di interazione tra i raggi X e il silicio.

Innanzitutto il rivelatore deve essere svuotato per tutto il volume e le cariche che vengono raccolte devono essere proporzionali ai fotoelettroni creati dall'assorbimento del fotone, quindi la mobilità e la vita media delle coppie buca-elettrone deve essere abbastanza grande da evitare la perdita del segnale sugli elettrodi.

Il rivelatore inoltre deve essere sufficientemente spesso in modo che si abbia una probabilità di assorbimento del fotone prossima al 100%. Il coefficiente di assorbimento  $\mu_{en}$  del silicio a 20 keV è di  $9.3 \text{ cm}^{-1}$  (figura 3.1): un fotone da 20 keV ha quindi un cammino libero medio di poco più di un millimetro e per avere una probabilità inferiore a  $10^{-4}$  di non essere assorbito è necessario un centimetro di silicio.

Se si utilizzasse la configurazione tradizionale con i fotoni che incidono ortogonalmente al rivelatore, dati gli spessori massimi realizzabili inferiori al millimetro, si avrebbe una bassa probabilità di assorbimento e, per aumentare la statistica dei fotoni rivelati, si sarebbe costretti ad aumentare la dose di radiazione somministrata alle pazienti.

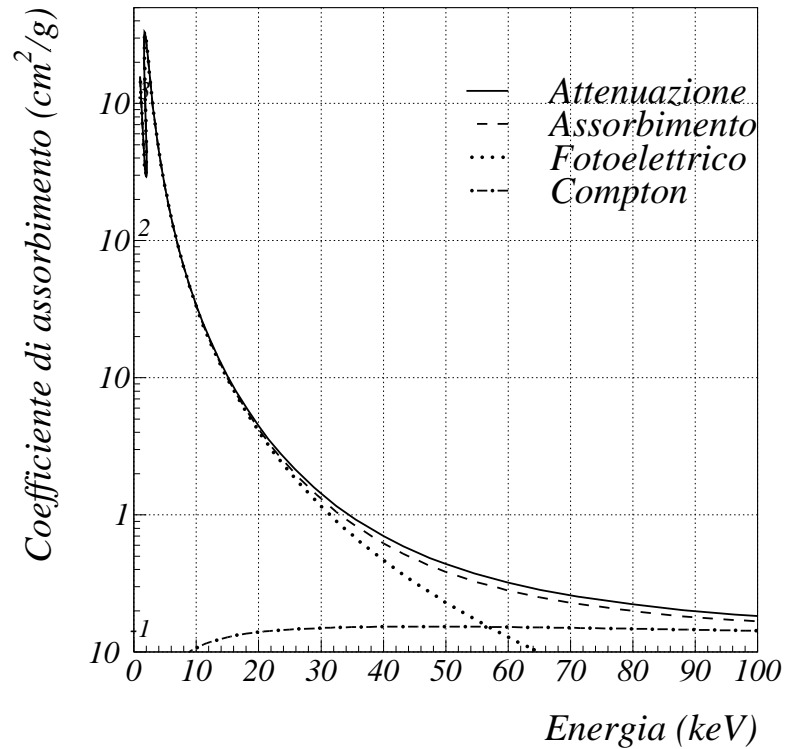


Figura 3.1: Coefficiente di attenuazione, di assorbimento, fotoelettrico e Compton del silicio in funzione dell'energia.

Il rivelatore viene allora posizionato 'edge-on' in modo tale che lo spessore d'interazione effettivo visto dai fotoni sia rappresentato dalla lunghezza delle strip e non dallo spessore del rivelatore (figura 3.2) [25].

In questa configurazione il rivelatore può essere visto come una riga di pixel di dimensioni date dallo spessore del rivelatore e dal passo delle strip. L'informazione spaziale risulta così bidimensionale anziché unidimensionale come nel caso dei rivelatori a microstrip a singola faccia.

I rivelatori in uso sono stati prodotti dalla Camberra Semiconductors (Olen, Belgio) su wafer di silicio ad alta resistività ( $\geq 4.9 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ ).

Le strip  $p^+$  devono essere tenute ad una certa distanza dal bordo del silicio, che può venire danneggiato dalle procedure di taglio e quindi creare una zona caratterizzata da un'alta corrente di buio. La forma assunta dalle linee di campo nel silicio comporta l'esistenza di una zona non svuotata e cieca alla radiazione che deve essere attraversata dai fotoni prima che raggiungano la zona attiva del rivelatore. Tutti i raggi X assorbiti in questa zona morta non contribuiscono all'efficienza del rivelatore.

Normalmente la distanza tra la fine delle strip e il bordo di taglio è circa 1.5 volte lo spessore del rivelatore. Nel caso di SYRMEP, dove il rivelatore è spesso  $300 \mu\text{m}$  si è cercato di limitare questa distanza a  $250 \mu\text{m}$  [25]. Si è verificato sperimentalmente che

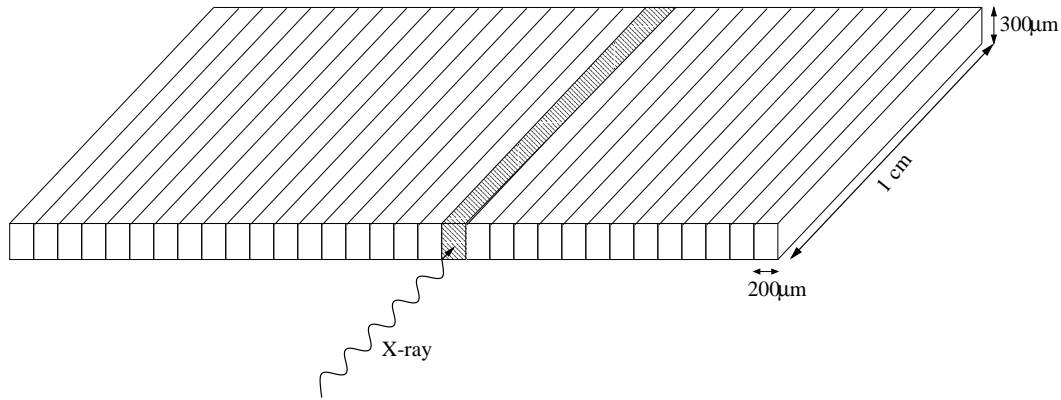


Figura 3.2: Configurazione edge-on del rivelatore SYRMEP.

la zona svuotata si estende fino a  $100\ \mu\text{m}$  oltre la parte terminale delle strip: mentre le cariche positive dell'ossido mantengono la regione di svuotamento molto vicina all'impianto  $p^+$ , sul lato ohmico questa è libera di estendersi verso la superficie del silicio. Si stima quindi una zona morta dell'ordine di  $150\ \mu\text{m}$ .

Tale zona morta causa una diminuzione dell'efficienza soprattutto alle basse energie, dove il coefficiente di assorbimento è più alto (figura 3.3); ad alte energie la diminuzione di efficienza è dovuta invece alla diminuita probabilità che un fotone venga assorbito attraversando il rivelatore.

Il rivelatore attualmente in uso ha un passo di  $200\ \mu\text{m}$ , che determina anche la risoluzione orizzontale dell'immagine. La dimensione dell'impianto  $p^+$  è di  $60\ \mu\text{m}$ . Con il nuovo rivelatore si pensa di diminuire il passo fino a  $50\ \mu\text{m}$ .

La risoluzione verticale invece è minore dello spessore del rivelatore ( $300\ \mu\text{m}$ ): muovendo verticalmente l'oggetto da radiografare di un passo  $\Delta$  inferiore allo spessore del rivelatore, attraverso una procedura di deconvoluzione si può infatti ottenere una risoluzione pari a  $\Delta$  [10].

### 3.1.2 Il rivelatore a tre piani

Per sfruttare appieno l'area del fascio di luce ( $100 \times 4\ \text{mm}^2$  circa) si è deciso di accostare più rivelatori a formare un "muro". Per permettere l'assemblaggio dei rivelatori l'uno sopra l'altro si sono disegnati tre tipi di rivelatore: uno "intero", a 256 strip e di larghezza  $51.6\ \text{mm}$ , e due "mezzi" rivelatori (simmetrici tra loro), a 126 canali e larghi  $25.8\ \text{mm}$  (figura 3.4).

I rivelatori sono composti da una parte rettangolare, in cui le strip sono parallele per  $1\ \text{cm}$ , e da una parte trapezoidale. Le 58 strip più esterne dei rivelatori (su entrambi i lati nel modello "intero", da un solo lato sui "mezzi" rivelatori) sono parallele e inclinate di  $45^\circ$  verso la zona di uscita, dove terminano con le piazzole; le strip più interne (140 per i rivelatori "interi" e 68 per le "metà") invece hanno delle piste di fan-in con angoli diversi tra loro (da  $0^\circ$  a  $45^\circ$ ): il passo tra le strip passa da  $200\ \mu\text{m}$  nella zona rettangolare a  $85\ \mu\text{m}$  per la regione trapezoidale centrale e  $141\ \mu\text{m}$  nella parte inclinata laterale.

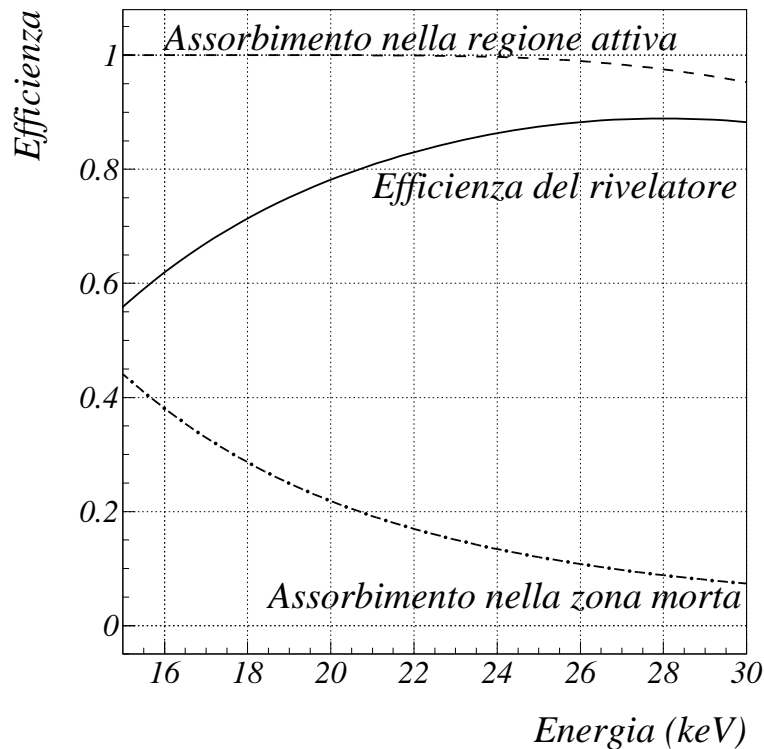


Figura 3.3: Efficienza del rivelatore SYRMEP in funzione dell'energia.

Bisogna notare che sono gli stessi impianti  $p^+$  a costituire un fan-in attivo: se un fotone viene assorbito nella regione trapezoidale anziché in quella rettangolare si può avere una perdita di risoluzione spaziale.

Questo disegno innovativo permette ai rivelatori di poter essere impilati in modo che vi sia uno spazio sufficiente per la realizzazione dei contatti.

Alternando uno strato di rivelatori interi con uno costituito da due “metà” vengono inoltre evitate strisce nere nell'immagine dovute alla presenza di una zona morta tra due rivelatori affiancati (circa  $400\ \mu\text{m}$ ) o ad alcune strip inutilizzabili (figura 3.5).

Per permettere l'assemblaggio dei rivelatori, tutti i contatti, incluso il contatto ohmico per la polarizzazione, devono trovarsi sul lato della giunzione.

Le strip sono polarizzate mediante FOXFET, con le linee di gate e di drain posizionate all'estremità di uscita, mentre per polarizzare il bulk  $n$  si utilizza un impianto  $p^+$  che corre per tutta la lunghezza della zona non svuotata sui lati dei rivelatori e che viene polarizzato direttamente. Il valore della resistenza di bias è determinato dal volume di silicio non svuotato, dalla resistività del materiale, dallo spessore del rivelatore, dalla superficie dell'impianto  $p^+$  e dalla temperatura; tale valore è solitamente di poche centinaia di  $\Omega$  ed è quindi trascurabile.

L'assemblaggio del rivelatore a multistrato è stato realizzato dall'industria MIPOT S.p.A. (Cormons (Gorizia), Italia). Tra i rivelatori viene interposto uno strato di kapton

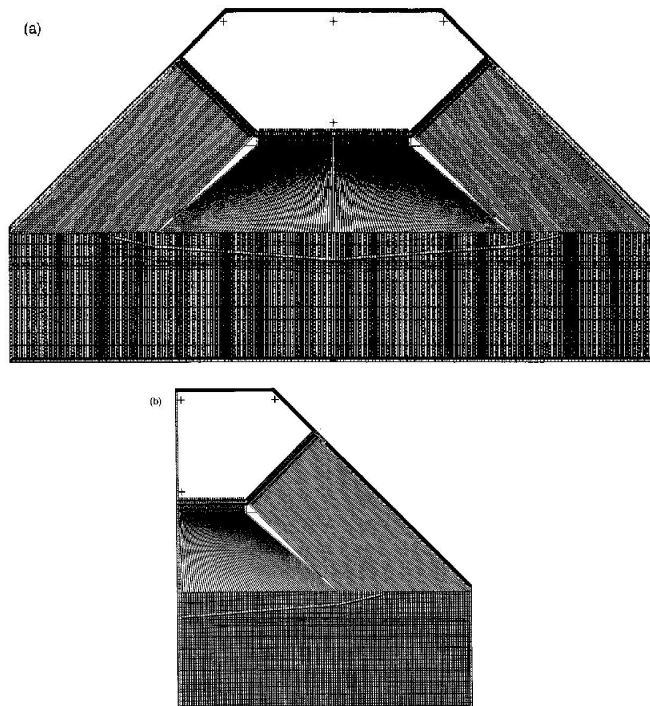


Figura 3.4: Modello di un rivelatore intero (a) e di una metà destra (b).

da  $50\text{ }\mu\text{m}$  per evitare ogni contatto accidentale. Gli strati, precedentemente sottoposti a verifica, vengono quindi incollati l'uno sull'altro per mezzo di una colla al silicone depositata in piccoli fori ricavati nel kapton [30].

Si è riusciti ad ottenere un allineamento tra le strip di rivelatori sovrapposti fino a  $5\text{ }\mu\text{m}$  mediante un sistema formato da un microscopio e da micromanipolatori di precisione.

Per trasportare i segnali di uscita dalle strip agli ingressi dei canali degli ASIC di lettura si utilizzano cavi di Upilex (marchio registrato dalle industrie UBE, Giappone): si tratta di un materiale flessibile su cui vengono realizzate delle piste in rame ricoperte d'oro. Questi cavi vengono incollati sulla parte terminale del rivelatore in prossimità della fine delle strip, a cui vengono collegati mediante microsaldatura ad ultrasuoni con fili di alluminio di spessore  $17\text{ }\mu\text{m}$  o  $25\text{ }\mu\text{m}$  [31].

Per coprire l'intera area del fascio sarebbero necessari dodici rivelatori “interi” e ventiquattro “metà” disposti su quattro strati, per un totale di 6096 canali. Il rivelatore attualmente in uso è formato da 764 canali disposti su tre piani ed utilizza due rivelatori “interi” e due “metà”.

## 3.2 L'elettronica di frontend: CASTOR

CASTOR, acronimo per “Counting and Amplifying sySTem fOr Radiation detection”, è un circuito VLSI analogico-digitale in tecnologia CMOS a  $1.2\text{ }\mu\text{m}$  progettato in collaborazione con il LEPSI (Strasburgo) e prodotto dalla ditta AMS (Austria). Esso è

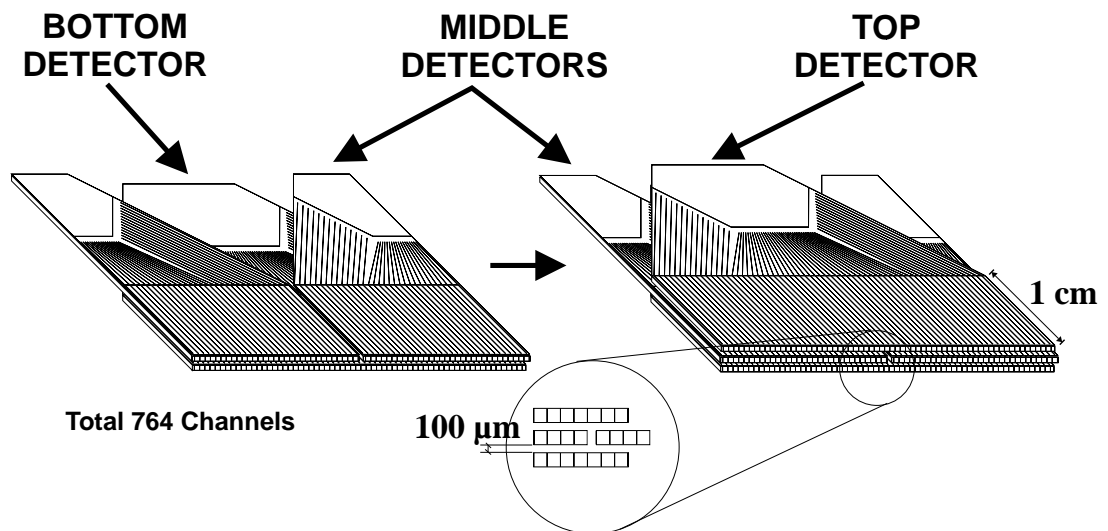


Figura 3.5: Schema della struttura di un rivelatore a tre piani.

caratterizzato da basso rumore ed elevato guadagno e permette di lavorare in modalità di single photon counting [32].

Ogni ASIC contiene 32 canali uguali e indipendenti collegati ad altrettante strip del rivelatore. Ogni canale è composto di un preamplificatore di carica, uno shaper CR-RC, un buffer analogico, un discriminatore a soglia ed un contatore a 16 bit con la relativa logica di controllo (figura 3.6) [33].

Ogni canale conta il numero di fotoni assorbito dal rivelatore SYRMEP per un tempo controllato da segnali logici. Il numero dei conteggi viene estratto in maniera seriale in forma binaria attraverso un'unica linea di uscita [30].

Gli ASIC sono montati su un circuito ibrido in ceramica che distribuisce le tensioni di polarizzazione al rivelatore e all'elettronica, connette gli ASIC con l'elettronica di acquisizione e permette di collegare i CASTOR in cascata.

### 3.2.1 La parte analogica

La catena analogica è costituita da un preamplificatore di carica che ha il compito di amplificare il segnale in arrivo dal rivelatore. Si è scelta una configurazione folded cascode che offre buone prestazioni ad alta frequenza, è di semplice costruzione e riduce i consumi [18].

La capacità di feedback ha un valore molto piccolo (0.2 pF) per aumentare il guadagno, mentre come resistenza si usa quella equivalente di canale di un NMOS. In questo modo è possibile controllare dall'esterno la resistenza facendo variare la tensione VGRFP applicata al gate del transistor in modo da poter scegliere il miglior compromesso tra le opposte esigenze di velocizzazione della scarica del condensatore e limitazione del rumore.

Inoltre si possono raggiungere valori di resistenza molto alti, anche dell'ordine delle centinaia di M $\Omega$  ottenibili solo con grande difficoltà con strati di silicio policristallino



Figura 3.6: Schema a blocchi di un canale di CASTOR

a basso drogaggio. Un buon compromesso è un valore della resistenza di feedback di  $100\text{ M}\Omega$ , che assicura un rapporto segnale rumore accettabile ed un funzionamento fino a  $50\text{ kHz}$  [34].

Lo shaper è un filtro semi-gaussiano CR-RC in configurazione folded cascode. Anche per lo shaper la resistenza di feedback è data dal canale di un NMOS ed è quindi regolabile dall'esterno.

Si richiede che il guadagno dell'amplificatore sia molto elevato: un fotone da 20 keV produce circa 5500 coppie elettrone-lacuna, per una carica complessiva di 0.9 fC; per rendere il segnale ben distinguibile dal fondo è necessario un guadagno di qualche centinaia di mV/fC. Il guadagno è fortemente dipendente da  $C_{fs}$  ed è quindi fortemente affetto da incertezze in fase di costruzione. In CASTOR si ha un guadagno complessivo superiore a 200 mV/fC [24].

Un altro parametro importante dello shaper è il tempo di picco del segnale in uscita. Esso dipende dal tempo caratteristico del circuito  $R_{fs}C_{fs}$  e quindi dal valore della resistenza di feedback. Per ottenere buone prestazioni di rumore bisogna mantenere  $R_{fs}$  sufficientemente grande, ma in questo modo si limita il rate massimo di conteggi. In CASTOR si è scelta in fase di disegno una resistenza di  $R_{fs}=4.5 \text{ M}\Omega$  (regolabili dall'esterno) ottenendo un tempo di picco  $T_{peak}$  di diversi microsecondi. Il tempo di decadimento complessivo del segnale è di alcune decine di microsecondi [24].

Il buffer d'uscita è un source follower che serve a disaccoppiare il blocco preamplificatore shaper dal resto della catena elettronica [35]. Esso agisce come un amplificatore con guadagno unitario che presenta alta impedenza in ingresso e bassa impedenza in uscita. La struttura del source follower permette uno stretto controllo del consumo unito a facilità di realizzazione e bassa occupazione di spazio sull'ASIC [24].

Il filtro passa-alto ha una funzione di accoppiamento AC col discriminatore in modo da eliminare le fluttuazioni della baseline. È caratterizzato da una costante di tempo  $C_{cr}R_{cr}$  con  $C_{cr}=8.15$  pF e  $R_{cr}$  controllabile dall'esterno mediante la tensione di gate VGRCR di un MOSFET [24].

Il discriminatore ha il compito di confrontare il segnale in ingresso con una tensione di soglia restituendo un segnale logico nel caso che il picco superi tale soglia. La soglia è regolabile dall'esterno ed è unica per tutti i canali dell'ASIC [24].

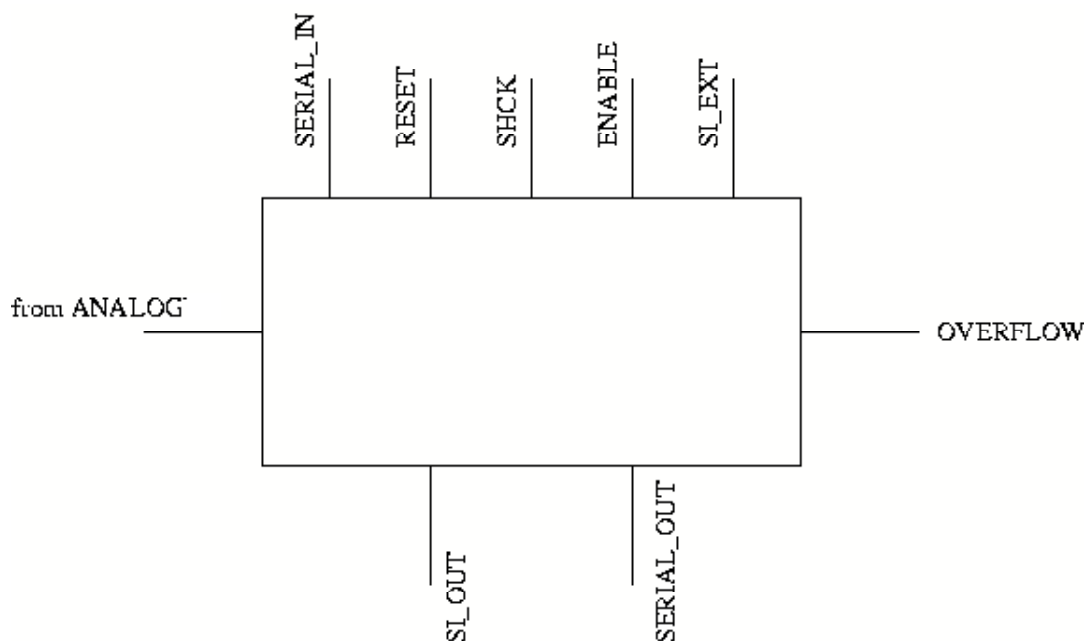


Figura 3.7: Collegamenti di CASTOR verso l'esterno.

### 3.2.2 La parte digitale

Il segnale logico in uscita dal discriminatore viene inviato ad un buffer digitale costituito da due invertitori a cascata che ha una funzione di disaccoppiamento [24].

La componente principale della catena digitale è il contatore a 16 bit costituito da una serie di flip-flop con reset; i contatori sono binari e sincroni.

Ogni modulo a 16 bit è formato da quattro moduli a 4 bit collegati in serie [34].

Il funzionamento di CASTOR è controllato da 4 segnali logici: RESET\*, ENABLE, SL\_EXT e SHCK (figura 3.7).

RESET\* serve ad azzerare tutti i contatori all'inizio dell'acquisizione; ENABLE controlla la durata della fase di acquisizione; SL\_EXT dà il via alla fase di lettura e SHCK temporizza la traslazione del contenuto dei singoli bit verso la linea di uscita (SERIAL\_OUT) canale per canale a partire dal bit più significativo (MSB) (figura 3.8). Per far scorrere l'intero registro sono necessari 512 colpi di clock [36].

Se durante la fase di acquisizione vengono contati più di 65535 fotoni il contatore si blocca e pone ad 1 il segnale di overflow (OV) in uscita dal canale; il segnale di overflow in uscita dall'ASIC (OVFW) è l'OR inclusivo di quello dei singoli canali [34].

Gli ASIC sono inoltre forniti di un ingresso seriale (SERIAL\_IN) mediante il quale è possibile verificare il funzionamento corretto dello shift register: inviando una sequenza digitale nota sulla linea SERIAL\_IN la si vedrà uscire dalla linea SERIAL\_OUT dopo 512 colpi di clock [34].

Il segnale in ingresso nei contatori è un OR tra il segnale in uscita dai discriminatori e SHCK; inviando colpi di clock durante la fase di acquisizione è dunque possibile controllare il funzionamento dei contatori [34].



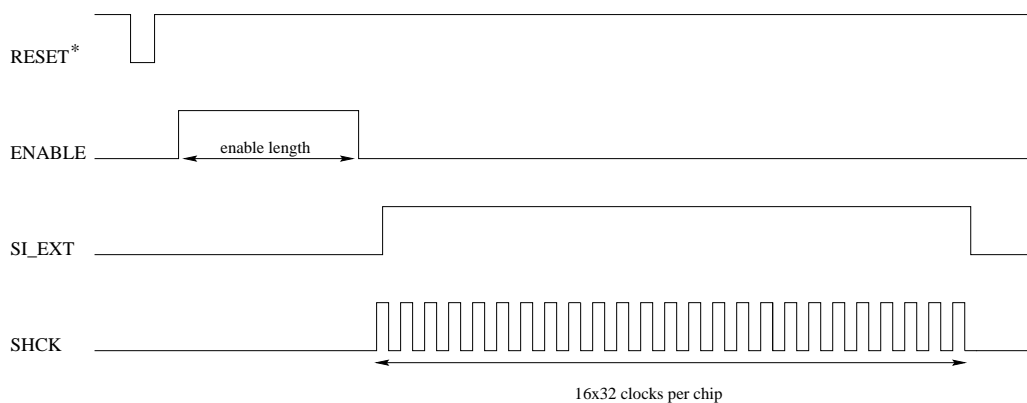


Figura 3.8: Segnali di temporizzazione di CASTOR.

Gli ASIC CASTOR sono progettati per essere collegati in cascata (daisy-chain): i segnali di ENABLE, RESET\* ed SHCK vengono inviati ai singoli ASIC, mentre l'ingresso SERIAL\_IN di ogni ASIC viene collegato all'uscita seriale del precedente. Inoltre gli ingressi SI\_EXT degli ASIC vengono collegati alle uscite SI\_OUT degli ASIC precedenti: alla fine della fase di lettura viene infatti generato un segnale SI\_OUT che viene utilizzato come impulso di inizio della fase di lettura (SI\_EXT) per ASIC successivi. Per leggere  $n$  ASIC così connessi sono necessari  $n \times 16 \times 32$  colpi di SHCK\*; il SI\_OUT dell'ultimo ASIC indica la fine della fase di lettura [34].

### 3.2.3 Il sistema di acquisizione

Per generare tutti i segnali di controllo di CASTOR ed estrarne correttamente i risultati sono state sviluppate delle schede elettroniche dedicate che utilizzano lo standard CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) e vengono controllate da un computer. Questa elettronica di lettura deve svolgere tre compiti fondamentali:

1. regolare le impostazioni della parte analogica degli ASIC e le soglie dei discriminatori;
2. generare gli impulsi di temporizzazione;
3. decodificare ed immagazzinare i dati in uscita dagli ASIC.

I blocchi che si occupano di queste funzioni sono stati integrati sul modulo CIRM (CASTOR Integrated Readout Module), che viene interfacciato all'elettronica di frontend tramite la master card.

La funzione fondamentale delle master card è quella di adattare i segnali da e per la scheda di lettura: i segnali in ingresso devono essere convertiti dalla logica CAMAC TTL (0V, +5V) ai livelli di riferimento di CASTOR (-2V, +2V), mentre l'uscita SERIAL\_OUT deve essere resa differenziale.

La master card può controllare fino a sei slave, ciascuna collegata ad un ibrido a quattro

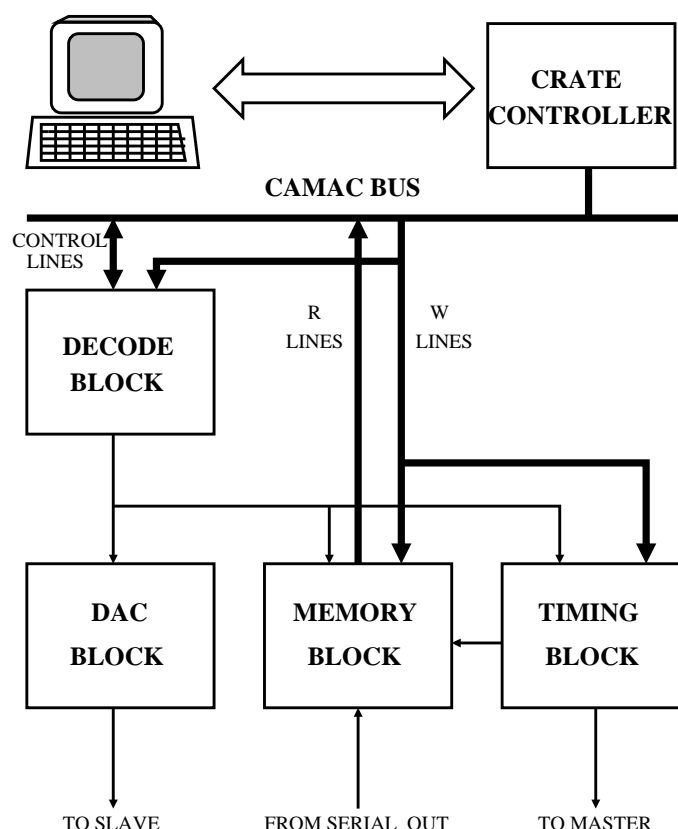


Figura 3.9: Schema a blocchi della scheda di lettura CIRM.

ASIC. Il compito principale delle slave è quello di controllare i parametri dell'ASIC e le tensioni di soglia dei discriminatori [24].

Il CIRM è formato da quattro blocchi distinti: il DECODE block, il DAC block, il TIMING block, il MEMORY block (figura 3.9).

La scheda utilizza due clock di sistema: uno da 2 MHz generato da un oscillatore al quarzo, l'altro a circa 1 kHz ottenuto dalla divisione per 2048 del primo [24].

Il DECODE block si occupa dell'interfaccia con il CAMAC e, a partire da opportune combinazioni dei segnali sulle linee F ed A del bus CAMAC, genera i segnali necessari ad indirizzare le memorie, precaricare i contatori del TIMING block e mettere in azione il DAC. Vengono utilizzati solo i 16 bit più significativi delle linee di lettura e scrittura [24].

Il DAC block genera i segnali necessari ad indirizzare i DAC (Digital to Analog Converter) montati sulle slave card: si tratta di DAC ad 8 bit ed 8 canali. I segnali generati da questo blocco inviano prima una sequenza di tre bit che si riferisce all'indirizzo del DAC, quindi la sequenza di otto bit relativa al valore che gli si deve attribuire. La temporizzazione è scandita da un clock. Ogni DAC presenta un'uscita seriale che permette il collegamento in cascata di diversi DAC [24].

I valori dei DAC vengono generati via software all'inizio dell'acquisizione e non vengono più modificati durante la presa dati.

Il TIMING block genera i segnali di temporizzazione necessari all'acquisizione dal rivelatore. Esso è suddiviso in tre sottoblocchi: l'ENABLE block, il SHCK block e il TEST block.

L'ENABLE block genera il segnale di ENABLE. Il suo clock è collegato al clock di sistema a 1 kHz e l'unità minima della durata dell'acquisizione è 1.024 ms, mentre quella massima è 67 s.

Il SHCK block genera il segnale SI\_EXT all'inizio della fase di lettura e il clock SHCK a 2 MHz per lo scaricamento dei dati.

Il TEST block serve a generare un numero determinato di impulsi durante la fase di acquisizione per il test della funzionalità della parte digitale [24].

Il MEMORY block si occupa di immagazzinare i dati raccolti da CASTOR. Ad esso si può accedere in due modi: dall'esterno (dagli ASIC) o dall'interno (dal bus CAMAC). Nel primo caso l'accesso avviene mediante l'EXT I/O block ed è di sola scrittura; si opera in questo modo durante la fase di lettura di CASTOR. La deserializzazione dei dati in arrivo da CASTOR avviene mediante un SIPO (Serial In-Parallel Out).

L'accesso dall'interno invece viene abilitato dal DECODE block e può essere sia in regime di lettura che di scrittura; la lettura provvede ad attivare il trasferimento dei dati dalle memorie verso il CAMAC, la scrittura può essere utile per azzerare le memorie tra un evento e l'altro o per verificare il loro funzionamento [24].

Per diminuire i tempi di acquisizione di un'immagine mammografica, l'hardware è stato sviluppato in modo tale da permettere che CASTOR possa acquisire i dati mentre il contenuto delle memorie del CIRM viene trasferito al calcolatore. Per fare ciò si utilizza il segnale LAM (Look At Me) del CAMAC.

All'inizio dell'acquisizione si effettua il reset del LAM e dei contatori e si fa partire l'acquisizione portando alto il segnale di ENABLE. In contemporanea si procede allo scaricamento dei dati dalle memorie della scheda di acquisizione. Alla fine della fase di lettura si attende che l'enable ritorni basso generando il LAM. Il LAM viene azzerato e il segnale di SI\_EXT viene attivato dal software avviando la fase di lettura da CASTOR. Quando SI\_EXT ritorna basso viene di nuovo attivato il LAM e il ciclo ricomincia (figura 3.10). Si noti che nei due casi, di acquisizione e di lettura, il LAM assume significati diversi.

Questa procedura richiede di effettuare lo scaricamento dei dati dal CIRM  $n+1$  volte, quando  $n$  è il numero di cicli di acquisizione: il primo evento letto non ha allora alcun significato, mentre l' $(n+1)$ -esimo è relativo all'ultimo ciclo di acquisizione [24].

## **3.3 Le prestazioni del sistema**

### **3.3.1 Misure di rumore e di guadagno**

Si sono effettuate misure con il sistema CASTOR-rivelatore SYRMEP a tre strati attualmente in uso ad Elettra per misurarne le caratteristiche di guadagno e di rumore.

Per stimare il rumore si sono fatte misure su intervalli di tempo di qualche millisecondo (dell'ordine di quelli utilizzati per prendere le immagini) facendo variare la soglia del discriminatore di CASTOR. In figura 3.11 si nota che il rumore può essere considerato

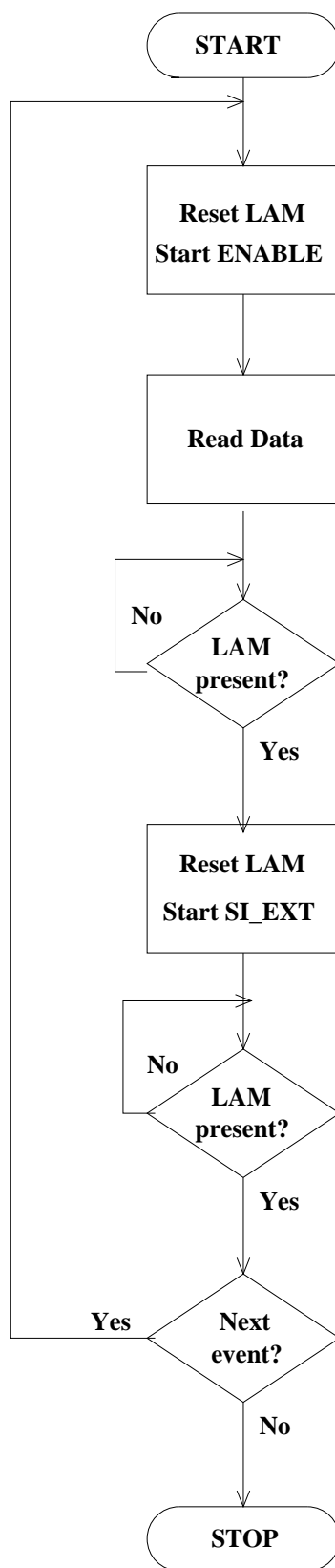


Figura 3.10: Diagramma dell'acquisizione mediante CIRM.

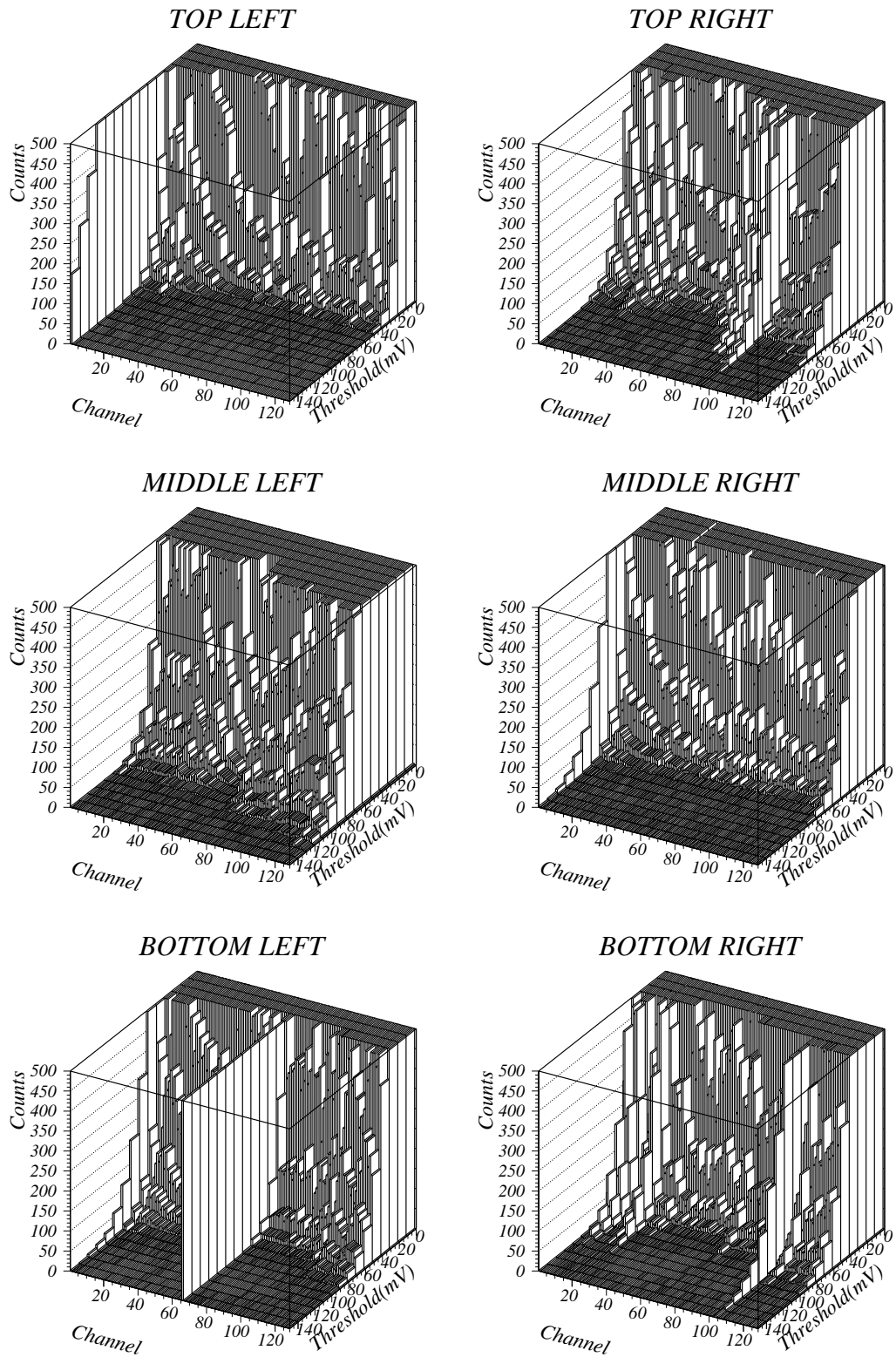


Figura 3.11: Misure di rumore sulle sei slave del rivelatore a tre strati attualmente in uso a SYRMEP.

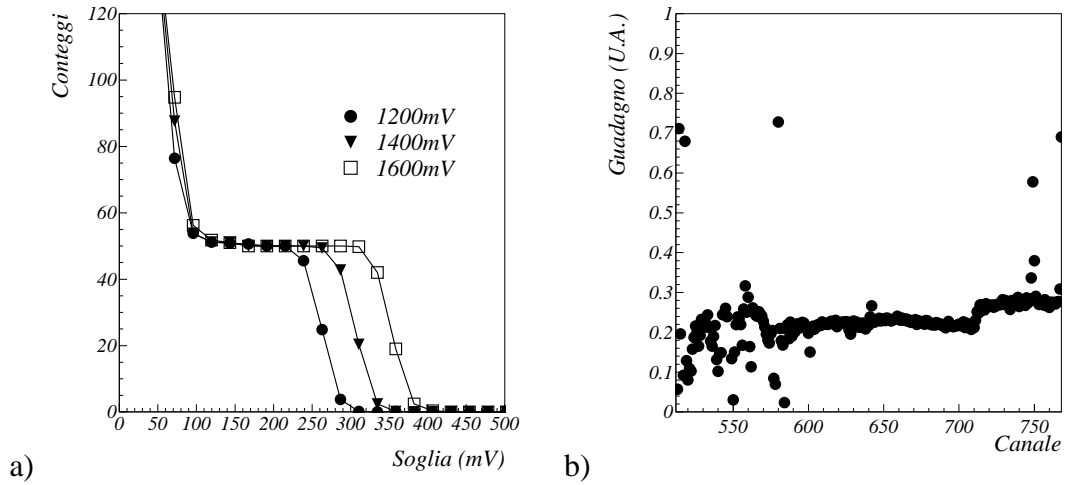


Figura 3.12: Scan di soglia di un canale del rivelatore a tre piani per diverse tensioni di picco dell'impulsore (a) e misura di guadagno per il layer inferiore del rivelatore (b).

trascurabile per soglie superiori a 50 mV, pari all'ampiezza media del rumore.

Dai grafici 3.11 si notano alcune strip difettose che lasciano passare la corrente di buio a causa di pinholes che possono trovarsi nello strato di ossido dell'accoppiamento AC. Vi sono anche alcune strip non visibili nei grafici che hanno bassissima efficienza di raccolta della carica ed un numero di conteggi trascurabile.

Ponendo la soglia a 100 mV (pari alla tensione di picco generata dall'assorbimento di un fotone da 10 keV) il numero di conteggi di rumore è trascurabile per tutte le strip funzionanti.

Ulteriori informazioni sul comportamento del sistema si possono ottenere iniettando una quantità di carica nota all'ingresso della catena elettronica e misurando le caratteristiche di guadagno dell'elettronica. Il segnale in ingresso è dato dalla sovrapposizione della tensione di bias del rivelatore con una tensione variabile fornita da un impulsore. Variando la soglia del discriminatore, per un intervallo di tensione di soglia abbastanza ampio si hanno solamente i conteggi dovuti agli impulsi iniettati; il rumore diventa influente solo per soglie molto basse. In figura 3.12.a si vede che al variare della soglia il numero degli impulsi che vengono contati aumenta fino ad un pianerottolo per soglie a cui tutti gli impulsi vengono contati.

Si nota comunque un incremento del rumore rispetto al caso senza impulsore: questo in parte è dovuto ai disturbi elettronici che l'iniezione di carica può creare nel rivelatore, in parte è un effetto dell'aumento di rumore elettronico dovuto all'aumento della corrente (equazione 2.47).

Al variare dell'ampiezza degli impulsi si ha uno spostamento del punto di flesso dello scan di soglia (figura 3.12.a). Richiedendo un guadagno lineare si può ipotizzare una relazione lineare tra tensione iniettata e punto di flesso delle curve. Il guadagno è il coefficiente angolare di tale retta.

Dalla figura 3.12.b si nota una buona uniformità di guadagno su tutto il rivelatore ad

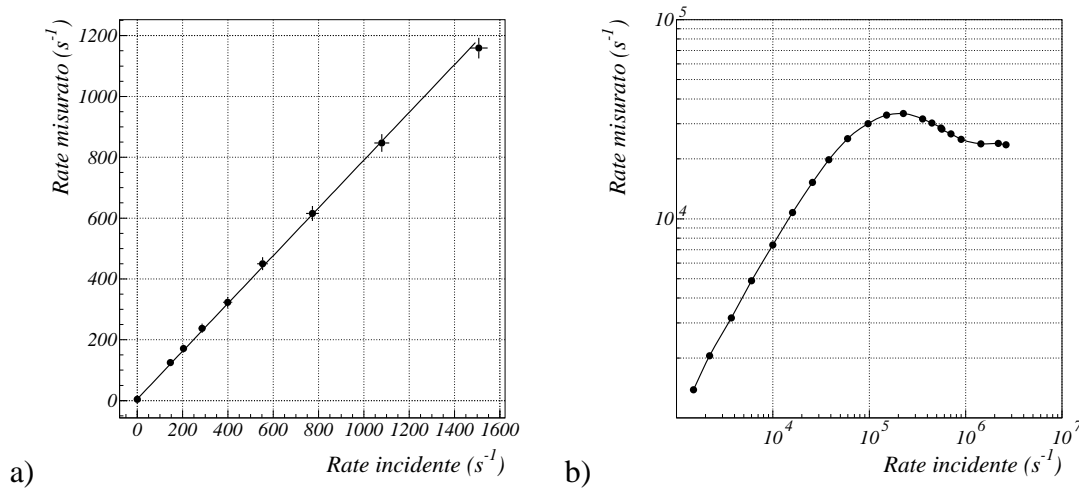


Figura 3.13: Relazione tra rate incidente e rate misurato per frequenze inferiori a  $1500 \text{ fotoni} \cdot s^{-1}$  (a) e fino a  $2 \cdot 10^6 \text{ fotoni} \cdot s^{-1}$  (b) [37].

eccezione dei primi canali che sono difettosi e per i quali il metodo seguito per il fit non è attendibile.

Si vede inoltre che ci possono essere fluttuazioni del valore del guadagno tra i diversi ASIC, ma questo problema viene risolto dalla possibilità di fissare le soglie di discriminazione individualmente per ogni ASIC.

### 3.3.2 Il comportamento ad alti rate di conteggio

Idealmente tra numero di fotoni incidenti  $n$  e conteggi misurati  $m$  in un certo canale dovrebbe valere una relazione lineare:

$$m = \varepsilon \cdot n + o \quad (3.1)$$

dove  $\varepsilon$  è l'efficienza del canale ed  $o$  sono i conteggi di rumore.

Si sono effettuate misure di efficienza con energia del fascio pari a 20 keV. Le diverse intensità si sono ottenute attenuando il fascio con filtri di alluminio ed il rate incidente si è misurato con una camera a ionizzazione posta tra gli schermi in alluminio e il rivelatore [37].

Per rate fino a  $1500 \text{ fotoni} \cdot s^{-1}$  si ottengono valori in accordo con l'efficienza prevista per il rivelatore SYRMEP ( $\varepsilon = 0.78$ ) e la richiesta di basso rumore ( $o=5 \text{ conteggi} \cdot s^{-1}$ ) (figura 3.13.a).

Queste considerazioni valgono però solo per bassi rate di fotoni incidenti: ogni rivelatore reale ha un intervallo di tempo minimo che deve separare due eventi affinché vengano rivelati separatamente. Tale intervallo viene detto tempo morto. Quando un rivelatore viene utilizzato per rivelare eventi che si distribuiscono statisticamente nel tempo esiste una certa probabilità che alcuni eventi non vengano contati perché tem-

poralmente troppo vicini al precedente e tale probabilità aumenta con il rate di fotoni incidenti.

Si è ripetuta l'esperienza di misura precedente utilizzando però rate incidenti fino a  $2 \cdot 10^6$  fotoni·s<sup>-1</sup>. La perdita di efficienza ad alti rate è dovuta al tempo morto del sistema (figura 3.13.b) ed in particolare alla distorsione della base line dovuta all'alto numero di conteggi: alcuni eventi si sovrappongono all'undershoot di quelli precedenti ed il loro picco risulta ridotto e non sufficiente a passare la soglia del discriminatore.

Inoltre possono aversi fenomeni di pileup: gli impulsi successivi si sovrappongono ed il discriminatore conta un solo evento.

La perdita di conteggi porta ad una diminuzione di contrasto nell'immagine radiografica e ad una diminuzione del rapporto segnale-rumore [37].

Si consideri un dettaglio denso immerso in un mezzo omogeneo (figura A.1.b) e sia  $I_2$  l'intensità di fotoni trasmessi dal dettaglio ed  $I_1$  quella trasmessa dal mezzo. Essendo l'efficienza dell'elettronica dipendente dal flusso di fotoni, si ha che le intensità rivelate  $I_1^m, I_2^m$  sono:

$$\begin{aligned} I_1^m &= \varepsilon(I_1) \cdot I_1 \\ I_2^m &= \varepsilon(I_2) \cdot I_2 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Il contrasto misurato risulta:

$$C^m = \frac{I_1^m - I_2^m}{I_1^m} = \frac{\varepsilon(I_1)I_1 - \varepsilon(I_2)I_2}{\varepsilon(I_1)I_1} = C - \frac{I_2}{I_1} \left( \frac{\varepsilon(I_2)}{\varepsilon(I_1)} - 1 \right) \quad (3.3)$$

dove  $C$  è il contrasto teorico. Si noti che il contrasto potrebbe anche diventare negativo nel caso in cui  $\varepsilon(I_1)I_1 \leq \varepsilon(I_2)I_2$ .

Se il dettaglio fosse molto denso e  $\varepsilon(I_2) \simeq 1$  si avrebbe:

$$C^m = C - \frac{I_2}{I_1} \left( \frac{1}{\varepsilon(I_1)} - 1 \right) = C - \frac{I_2}{I_1} \cdot \frac{\Delta I_1}{I_1^m} \quad (3.4)$$

dove  $\frac{\Delta I_1}{I_1^m}$  sono i conteggi relativi persi a causa dell'inefficienza dell'elettronica ad alti rate.

### 3.3.3 I tempi di acquisizione

Il numero di fotoni incidente segue una statistica poissoniana ed il rapporto segnale-rumore aumenta col numero di fotoni rivelati. Per una buona immagine mammografica si richiedono  $10^4$  fotoni per pixel, con fluttuazioni di circa 1%.

Il tempo necessario all'acquisizione dell'immagine mammografica dipende dal flusso di fotoni fornito dalla sorgente e dalla velocità massima dell'elettronica di lettura.

Il flusso di fotoni di Elettra in funzione dell'energia è stato misurato mediante una camera a ionizzazione ed è rappresentato in figura 1.3; sono indicate due curve, a seconda dell'energia del fascio di elettroni.

Il flusso  $\Phi$  emesso viene attenuato dall'oggetto da radiografare e viene assorbito dal



rivelatore con una certa efficienza  $\varepsilon$ . Il numero di fotoni conteggiati per unità di tempo per ogni pixel del rivelatore, trascurando l'assorbimento dell'aria, è:

$$\frac{N}{\Delta t} = \Phi \cdot \varepsilon \cdot (W \cdot \Delta) e^{-\mu x} \quad (3.5)$$

dove  $x$  e  $\mu$  sono, nel caso di SYRMEP, spessore e coefficiente di assorbimento del seno e  $W$  e  $\Delta$  sono rispettivamente spessore e passo del rivelatore.

Il rate dei fotoni rivelati è funzione di  $\mu$ ,  $\varepsilon$  e  $\Phi$  e dipende quindi fortemente dall'energia.

Invertendo la 3.5 si ha che il tempo necessario a rivelare 10000 fotoni per pixel è:

$$\Delta t = \frac{10000}{\Phi \cdot \varepsilon \cdot (W \cdot \Delta)} e^{\mu x} \quad (3.6)$$

Utilizzando un passo verticale di 1 mm, pari allo spessore del rivelatore a tre strati, per effettuare lo scan completo di un oggetto dell'altezza di 15 cm (dimensione verticale standard di una mammografia) sono necessari 150 step per acquisire l'intera immagine. Dal punto di vista dei tempi di acquisizione e del numero di fotoni per pixel, questo è equivalente ad effettuare un numero triplo di traslazioni da 300  $\mu\text{m}$ , richiedendo un terzo della statistica per ogni step.

Se il tempo di acquisizione fosse unicamente limitato dal rate dei fotoni incidenti si potrebbe prendere un'immagine in meno di mezzo minuto quando il fascio primario è a 2 GeV ed in pochi secondi per un fascio a 2.4 GeV (figure 3.14, 3.15).

I tempi dipendono dallo spessore del seno attraversato e, insieme alla dose, sono uno dei parametri fondamentali per la scelta dell'energia a cui effettuare la mammografia [24]. Nel caso si volesse migliorare la risoluzione verticale dell'immagine diminuendo il passo di acquisizione si avrebbe un relativo aumento dei tempi.

La velocità di acquisizione però viene limitata anche dai tempi di risposta dell'elettronica: mentre i tempi necessari allo scaricamento delle memorie dei CIRM sono del tutto trascurabili, un fattore fortemente limitante è il rate massimo di acquisizione di CASTOR.

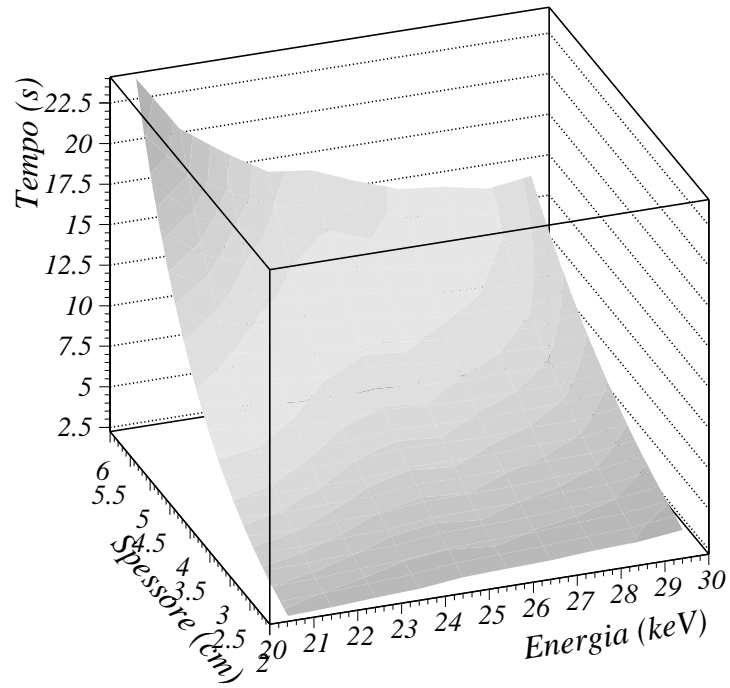
Il rate massimo incidente accettabile per acquisire un'immagine col sistema CASTOR-rivelatore è dell'ordine di 10 kHz; il tempo necessario ad avere una statistica di  $10^4$  fotoni per pixel è allora di 1 s, per un tempo totale di acquisizione di 150 s, circa due minuti e mezzo.

Questo calcolo è del tutto indipendente dall'energia del fascio: il flusso di fotoni rivelati non è infatti un fattore limitante [24].

Le modifiche da apportare al rivelatore per migliorare i tempi di misura possono essere l'aggiunta di ulteriori layer al mattone e la diminuzione del passo tra le strip: la prima modifica porterebbe ad una diminuzione del numero di step necessari all'acquisizione dell'intera immagine mentre la diminuzione del passo, riducendo l'area dei pixel, ridistribuirebbe il numero di fotoni per pixel su diverse strip e porterebbe a minori limitazioni imposte dall'elettronica.

L'aggiunta di nuovi strati al mattone porta a problemi di assemblaggio, mentre la riduzione dello strip pitch non comporta particolari difficoltà al di là di aumentare il numero di canali di lettura.

a)



b)

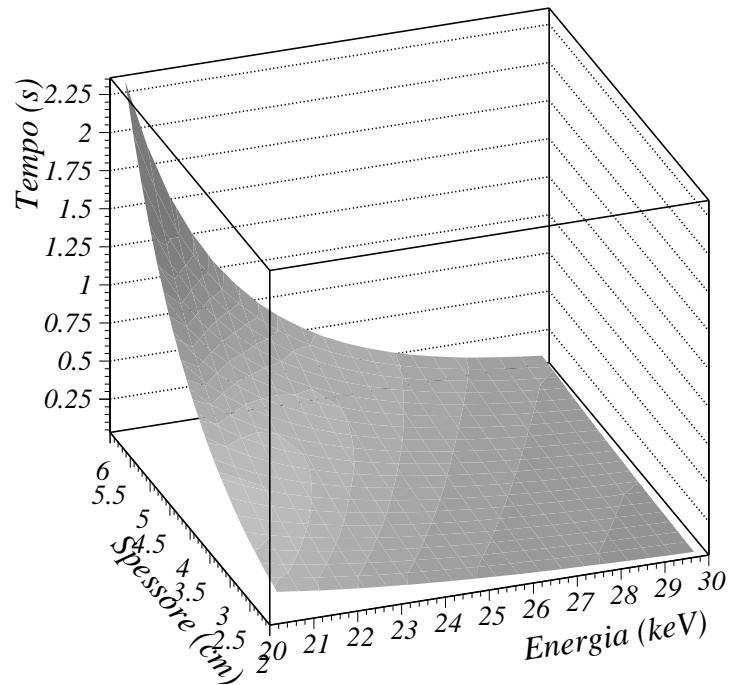
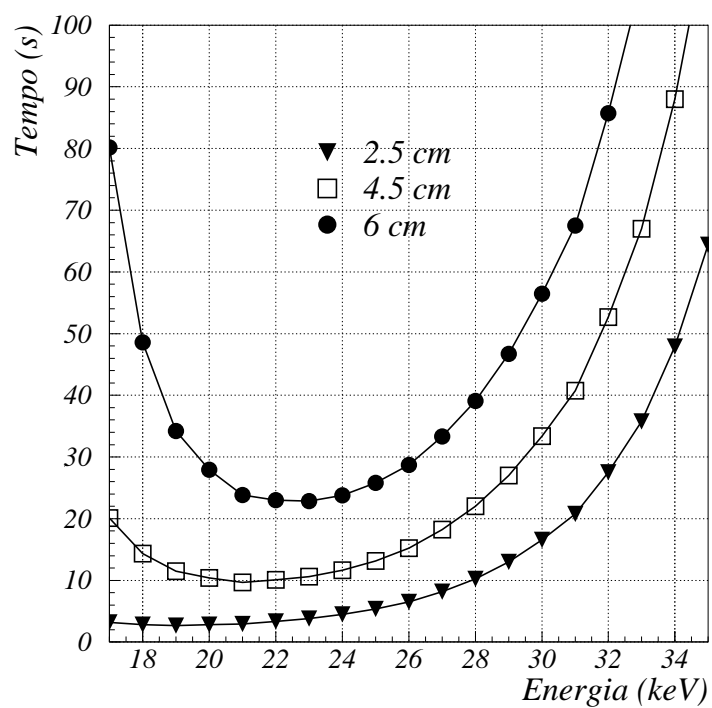


Figura 3.14: Tempi di acquisizione per energie del fascio di 2 GeV (a) e 2.4 GeV (b) senza considerare le limitazioni dovute alla velocità dell'elettronica.

a)



b)

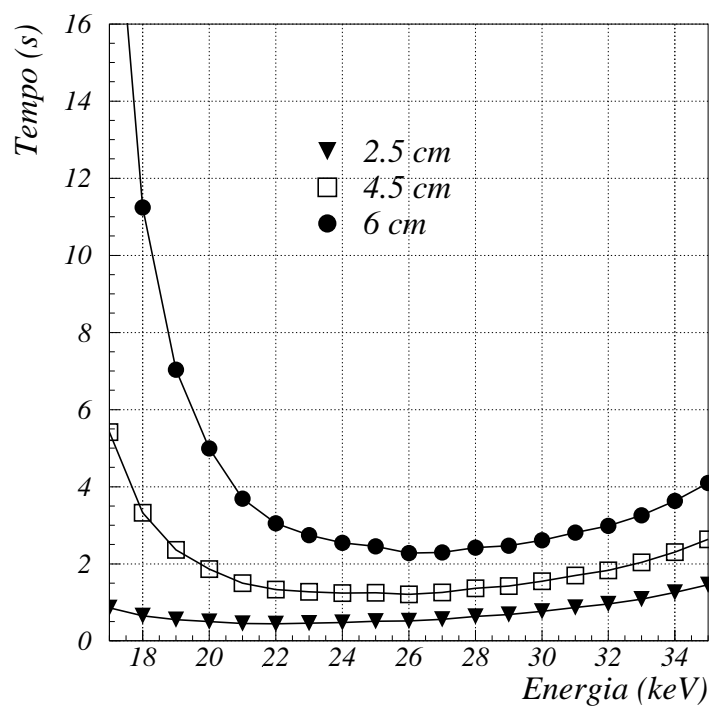


Figura 3.15: Tempi di acquisizione per energie del fascio di 2 GeV (a) e 2.4 GeV (b) per diversi spessori di seno compresso.

Il futuro rivelatore SYRMEP avrà un passo tra le strip di soli  $100\text{ }\mu\text{m}$  e per avere la stessa statistica si dovranno rivelare solo 5000 fotoni per pixel, impiegando 0.5 s secondi per step e quindi complessivamente tempi di poco superiori al minuto, che rimangono comunque troppo lunghi.

L'unica soluzione che può veramente diminuire i tempi di misura di un fattore 100 è l'utilizzo di un'elettronica innovativa, a basso rumore e con tempi morti molto inferiori a CASTOR. In questo contesto è stato progettato FROST.

## Capitolo 4

# FROST: un nuovo ASIC per mammografia digitale

FROST (FRONTRAD ReadOut sySTem) è un ASIC in tecnologia CMOS a  $0.8\ \mu\text{m}$  che si propone di mantenere le caratteristiche di alto guadagno e basso rumore di CASTOR anche ad alti rate di conteggio.

FROST nasce da una collaborazione tra l'INFN di Trieste e l'Aurelia Microelettronica. Un prototipo ad 8 canali è stato realizzato presso la fonderia AMS (Austria) (figura 4.1); l'ASIC definitivo sarà in grado di leggere 64 canali [5].

### 4.1 La parte analogica

Ogni canale di FROST è costituito da un preamplificatore di carica, uno shaper CR-RC<sup>2</sup> e un discriminatore a soglia variabile (figura 4.2).

Analogamente a CASTOR si è scelta per il preamplificatore una configurazione folded cascode, mentre lo shaper è dato da un filtro CR-RC<sup>2</sup> con compensazione di Polo-Zero. Per ottenere alti valori resistivi si è fatto ricorso a transistor opportunamente polarizzati

Tecnologia	VLSI CMOS $0.8\ \mu\text{m}$
Profondità del singolo contatore	16 bit
Alimentazione	0-5 V
Tempo di picco	240 ns
Tempo di decadimento	550 ns
Guadagno	180 mV/fC
Cancellazione di polo zero	
Linearità	entro il 2.5% tra 0.25 fC e 3 fC
ENC	$< 800\ e^-$ per $C_{in}=10\ \text{pF}$
Spread su guadagno e tempo di picco	entro il 5%

Tabella 4.1: Principali caratteristiche di FROST.

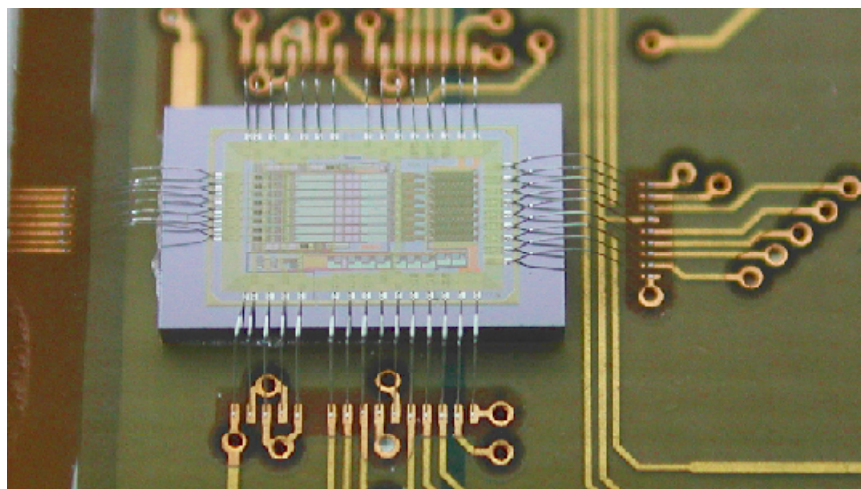


Figura 4.1: Immagine del prototipo a 8 canali di FROST.

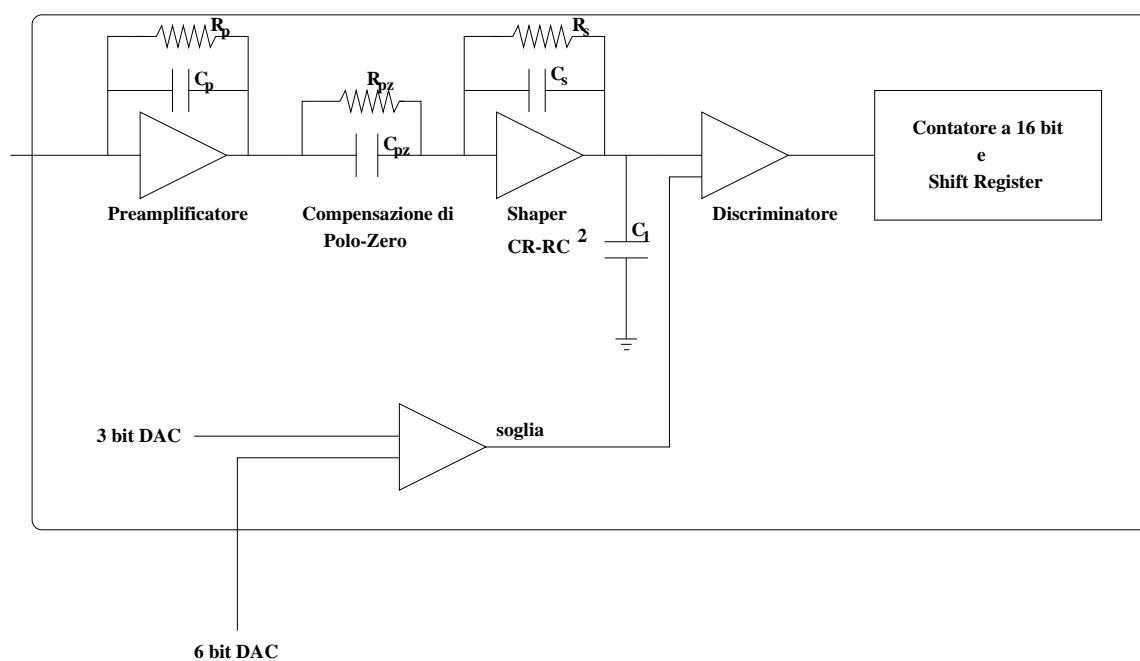


Figura 4.2: Rappresentazione schematica di un canale di FROST.

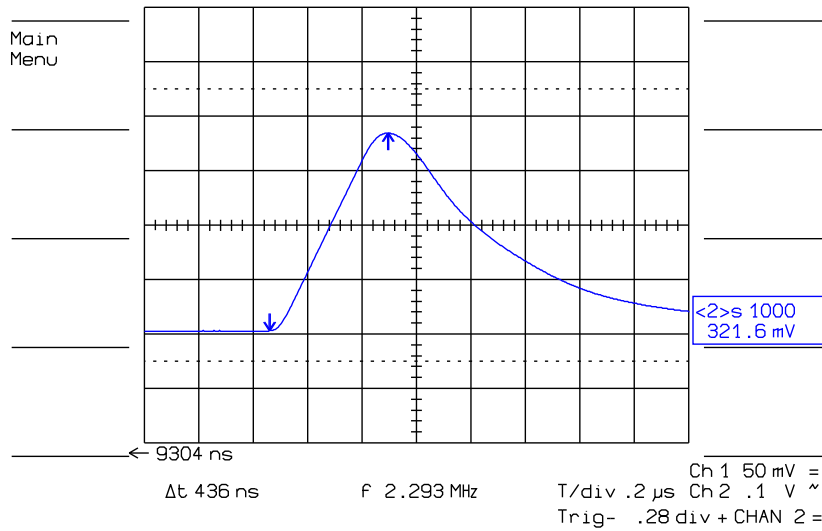


Figura 4.3: Segnale analogico di FROST.

operanti in zona lineare e la cui tensione di gate  $V_G$  può essere variata dall'esterno modificando così sia  $R_p$  che  $R_{pz}$ .

Si ottiene un guadagno superiore a 180 mV/fC con un tempo di picco di 240 ns; il tempo di decadimento del segnale è di 550 ns (figura 4.3). Si ricordi che il tempo di picco del segnale analogico di CASTOR era di alcuni  $\mu s$  mentre il tempo complessivo di decadimento del segnale era di diverse decine di microsecondi (paragrafo 3.2.1) [38].

Per ottenere buone prestazioni di rumore ( $ENC = 800 e^-$  per  $C_{in}=10$  pF) si sono ottenute in fase di disegno proprietà di linearità entro il 2.5% nell'intervallo 0.25-3 fC.

Uno dei punti maggiormente critici evidenziato in fase di simulazione è una variazione fra i canali in termini di guadagno e di tensione di polarizzazione, dovuto all'accoppiamento in continua con il discriminatore. Essendo la deviazione standard dei guadagni dell'ordine di 10 mV/fC, risulta impossibile regolare la soglia del discriminatore nello stesso modo per tutti i canali.

Si è scelto di ricorrere ad una regolazione fine della soglia per ogni canale attraverso un DAC a 3 bit, che va a sommarsi ad una soglia uguale su tutto l'ASIC (DAC a 6 bit).

Il canale 0 del chip presenta un'uscita analogica bufferizzata per l'osservazione diretta del segnale.

## 4.2 Il discriminatore del prototipo ad 8 canali

Il discriminatore è un comparatore a soglia variabile con trigger di Schmitt con isteresi rigenerativa asimmetrica, che permette di ritardare il fronte di discesa del segnale di output rispetto al livello di soglia.

Il convertitore digitale-analogico dovrebbe seguire una curva caratteristica come in figura 4.4. I valori della tensione di riferimento e dell'ampiezza del gradino del DAC (LSB) vengono modificati variando una tensione di ingresso che va quindi a modifica-

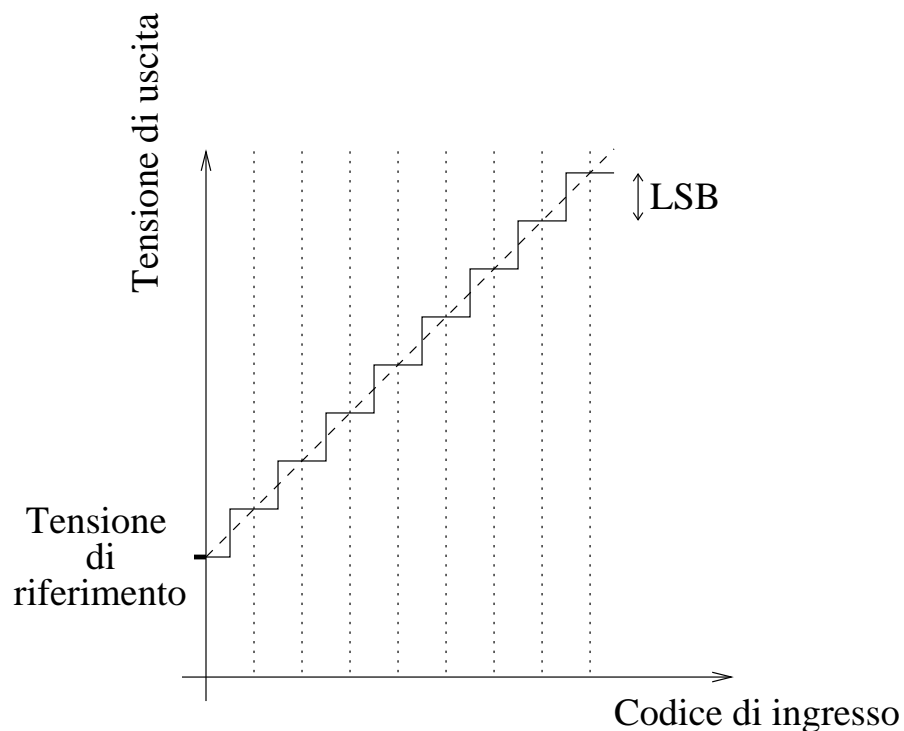


Figura 4.4: Curva caratteristica di un DAC ideale.

re il range delle soglie del discriminatore. Tale tensione viene regolata mediante due resistenze R6B ed R3B relative ai DAC a 6 bit ed a 3 bit rispettivamente [39].

In figura 4.5 sono rappresentati i valori di LSB che si ottengono per diversi valori di R6B e R3B. Siccome la resistenza serve per regolare una corrente, essa va divisa per il numero degli ASIC presenti sull'ibrido.

In realtà se nel prototipo a 8 canali si fissa R6B maggiore di 1.2 k $\Omega$  per ogni ASIC la tensione di riferimento del DAC inizia ad oscillare ed i conteggi del discriminatore divengono inaffidabili. Si è quindi scelto di regolare R6B attorno a 1 k $\Omega$  per ogni ASIC, anche se il valore di LSB diventa superiore a 40 mV. Il range di soglia su cui si lavora risulta quindi molto ampio (la soglia massima è di 2.5 V) mentre la risoluzione in energia è eccessivamente limitata, tanto che si rischia di non riuscire a discriminare i fotoni poco energetici dal rumore.

Dalle misure fatte le stesse considerazioni valgono per la soglia a 3 bit: R3B deve essere fissata attorno a 3 k $\Omega$  e il DAC a 3 bit deve sempre essere lasciato a 0 per poter avere conteggi nel discriminatore [39].

Dall'esterno è possibile modificare inoltre sia la tensione di isteresi  $V_{ist}$ , che fissa la soglia del discriminatore per il fronte discendente del segnale, che la velocità del discriminatore [40].



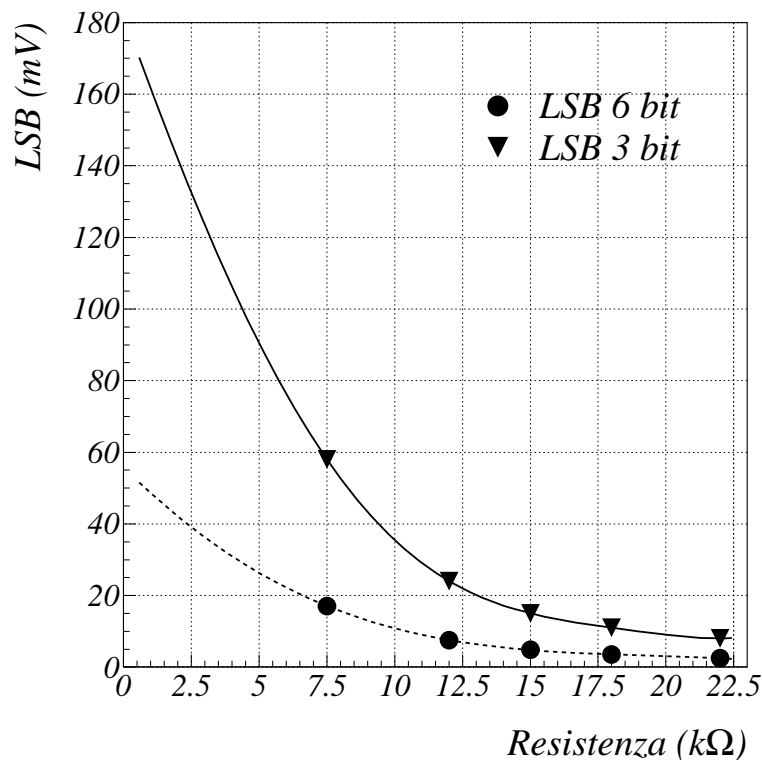


Figura 4.5: Valori simulati per LSB dei DAC a 6 e a 3 bit di FROST per alcuni valori di resistenze. La linea continua è una polinomiale che passa per questi punti ed estrapola l'andamento di LSB al di fuori del range della simulazione.

### 4.3 La parte digitale

La parte digitale di FROST è suddivisa in quattro blocchi fondamentali: il multiplexer di ingresso (INMUX), il generatore di clock (CLOCK\_GEN), il contatore a 16 bit (16bit-COUNTER) e il generatore di overflow (OVERFLOW) (figura 4.6) [41].

Il multiplexer di ingresso ha il compito di selezionare il segnale che va in ingresso al contatore. Le possibili selezioni sono comandate da due segnali logici in ingresso: `shift_count` e `test_enable`. Il segnale viene inviato al contatore solo nel caso in cui `shift_count` sia tenuto a livello basso; se `test_enable` è basso il segnale in ingresso al contatore è `comp_inp`, ovvero l'uscita dal discriminatore di FROST, in caso contrario il segnale selezionato è `common`, un segnale di test generato via software.

Il blocco `CLOCK_GEN` è il generatore di segnali di controllo per il funzionamento della modalità di lettura seriale. Esso riceve in ingresso `shift_count` e `en_dir` e restituisce i segnali differenziali `en1` ed `en2` che regolano la fase di shift del contatore.

Il contatore è un contatore asincrono a 16 bit formato da 16 celle identiche collegate a catena. Mentre in un contatore sincrono il tempo di elaborazione e di comunicazione è scandito da un sistema di clock globale, in un sistema asincrono il clock è sostitui-

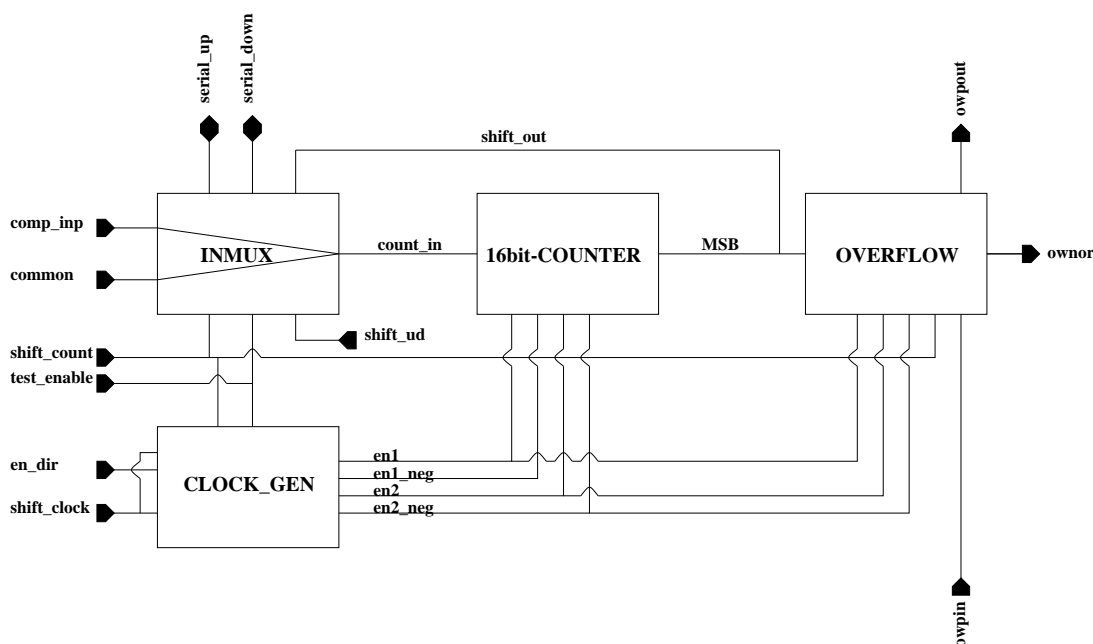


Figura 4.6: Rappresentazione a blocchi della parte digitale di FROST.

to da protocolli di intesa (handshake) tra elementi comunicanti. Il contatore utilizzato in FROST è definito binary ripple counter: ciascuna cella è assimilabile ad un toggle flip-flop comandato dall'uscita della cella precedente (il request per la cella  $n$  è dato dal valore della cella  $n-1$ , mentre quello per la cella 0 è dato dall'ingresso count\_in).

Un contatore asincrono è in genere più lento di uno sincrono, ma permette di evitare l'utilizzo di segnali di clock durante la fase di conteggio, limitando i problemi di interferenza digitale-analogico.

Durante la fase di lettura il contatore si trasforma in un registro a scorrimento sincrono controllato dai segnali globali en1 ed en2 generati dal CLOCK\_GEN. Ciò permette di raggiungere una velocità di lettura di 20 MHz.

Il blocco di OVERFLOW genera il segnale di overflow nel caso che il numero di conteggi sia superiore a 65535; esso riceve un segnale in ingresso (owpin) e ne genera due in uscita: owpout ed ownor.

Il segnale di overflow del chip (ow) è dato dal collegamento tra gli ownor di ogni canale e owpout del canale più alto utilizzando un wired-nor: il segnale ow è normalmente a livello alto e viene quindi portato a livello basso se il contatore va in overflow. owpin del primo canale viene tenuto ad una tensione fissata VDD.

Il dispositivo è progettato per essere collegato in cascata con altri canali identici: un chip FROST è composto da più canali (8 nel prototipo, 64 nella versione definitiva) collegati ognuno ad una strip del rivelatore. Inoltre diversi ASIC possono essere collegati in cascata tra loro utilizzando la stessa logica nei collegamenti (figura 4.7).

Il livello logico shift\_ud determina la direzione di scorrimento dei contatori. In questo modo si evita che un ASIC danneggiato all'inizio (o alla fine) della catena pregiudichi le possibilità di lettura.

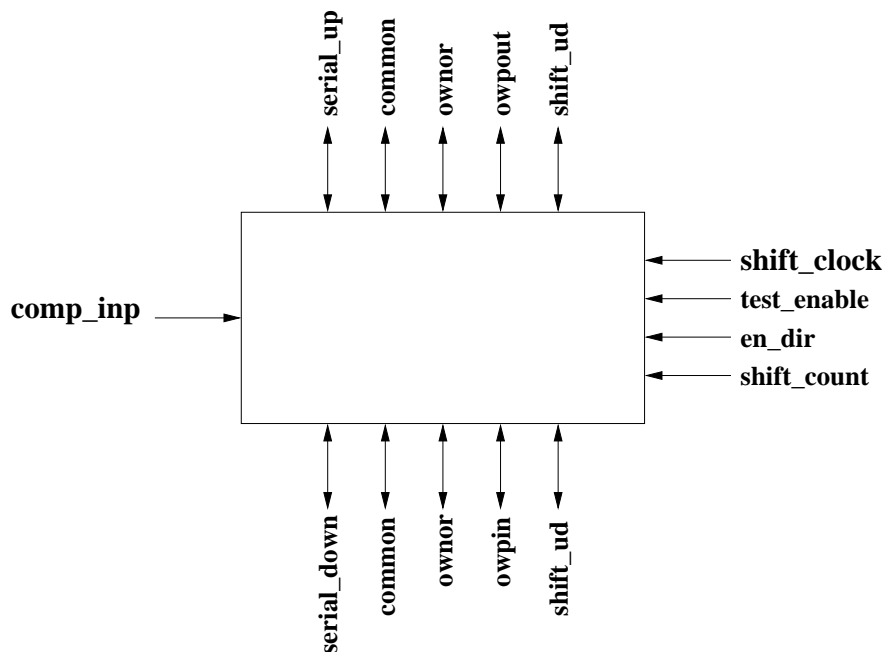


Figura 4.7: Schema dei collegamenti di FROST.

Bit no.	Segnale	Funzione	Direzione
0	en_dir	Clock di test	in
1	shift_clk	Clock per la lettura seriale	in
2	test_en	Abilitazione della modalità di test	in
3	shift_count	Abilitazione della modalità di lettura	in
4	common	Ingresso di test	in
5	shift_ud	Controllo della direzione di shift	in
6	ser_in	Ingresso seriale	in
7	dac_in	Ingresso seriale per la regolazione dei DAC	in
8	clk_dac	Clock per la regolazione dei DAC	in
9	cal1	Segnale di calibrazione per i canali 4-7	in
10	cal2	Segnale di calibrazione per i canali 0-3	in
11	trig	Segnale di trigger	in
12	ser_out	Uscita seriale	out
13	dac_out	Uscita seriale dei DAC	out
14	clk_out	Clock in uscita	out
15	wired_low	Segnale di overflow	out

Tabella 4.2: Segnali in ingresso ed in uscita da FROST e loro significato.

## 4.4 L'elettronica di lettura

Gli ASIC FROST sono montati su un circuito su FR4 multi-strato multi-ASIC disegnato presso l'INFN di Trieste e realizzato presso il laboratorio di circuiti stampati del CERN.

Per fornire l'alimentazione all'ibrido, regolarne i parametri di funzionamento e gestire i segnali in ingresso ed in uscita è stata sviluppata un'apposita scheda di interfaccia (FROST repeater).

I segnali digitali vengono generati e letti tramite un I/O REGISTER controllato via software mediante un VMEbus.

Il VMEbus (Versa Module Eurocard bus) è uno standard nato da un'evoluzione del VERSAbus nel 1981 da una collaborazione di Motorola, Signetics e Mostek e da allora ha subito diverse modifiche e revisioni, restando comunque uno degli standard più diffusi [42].

Il VMEbus usa un'architettura di tipo master-slave; siccome un bus può ospitare più di un master, il sistema viene gestito da un system controller che ha il compito di gestire l'accesso dei master al bus.

Il bus è suddiviso in quattro sezioni fondamentali: il Data Transfer Bus, il Data Transfer Arbitration Bus, il Priority Interrupt Bus e l'Utility Bus (figura 4.8).

Il Data Transfer Bus viene utilizzato dal master per gestire gli stream di dati in entrata o in uscita dagli slave e l'indirizzamento dei moduli e dagli Interrupt Handlers per riconoscere lo stato e l'identificatore del modulo che richiede l'interrupt.

Il VMEbus utilizzato per gestire l'acquisizione da FROST è caratterizzato da 24 bit di indirizzo e 16 bit di dati, ma esistono modelli a 32 bit di indirizzi e 32 bit di dati. Un bit (WRITE\*) è incaricato di distinguere i cicli di lettura da quelli di scrittura.

Il Data Transfer Arbitration Bus è utilizzato da master ed interrupt handler per richiedere all'arbitrer del system controller il controllo del Data Transfer Bus.

Il Priority Interrupt Bus ha il compito di gestire le richieste di interrupt che possono avere diversi livelli di priorità grazie all'utilizzo di 7 linee dedicate.

L'Utility Bus serve infine per il trasporto dei segnali incaricati del reset del sistema, della temporizzazione e della diagnostica interna.

Il VMEbus utilizzato è non multiplexato, ovvero le linee relative agli indirizzi ed ai dati sono separate. Questo permette una velocità di trasferimento dei dati fino a 80 Mbytes/s.

Il VMEbus è un sistema asincrono: per coordinare il trasferimento dei dati non viene utilizzato alcun segnale di clock, ma dei protocolli tra i moduli. La velocità dei cicli di trasferimento è limitata solo dalla velocità di propagazione dei segnali attraverso il bus ed il backplane e dalla velocità massima dei moduli [42].

L'utilizzazione di un modulo che funzioni unicamente da output register non permette di effettuare il trasferimento dei dati al calcolatore in contemporanea con la fase di conteggio, ma per ora si è dimostrata una buona soluzione in vista dell'implementazione di un sequencer in grado di velocizzare l'acquisizione. Si noti inoltre che i colpi di clock vengono generati via software ed hanno quindi una frequenza massima di 50 kHz, quattrocento volte inferiore a quella supportata dallo shift register di FROST.

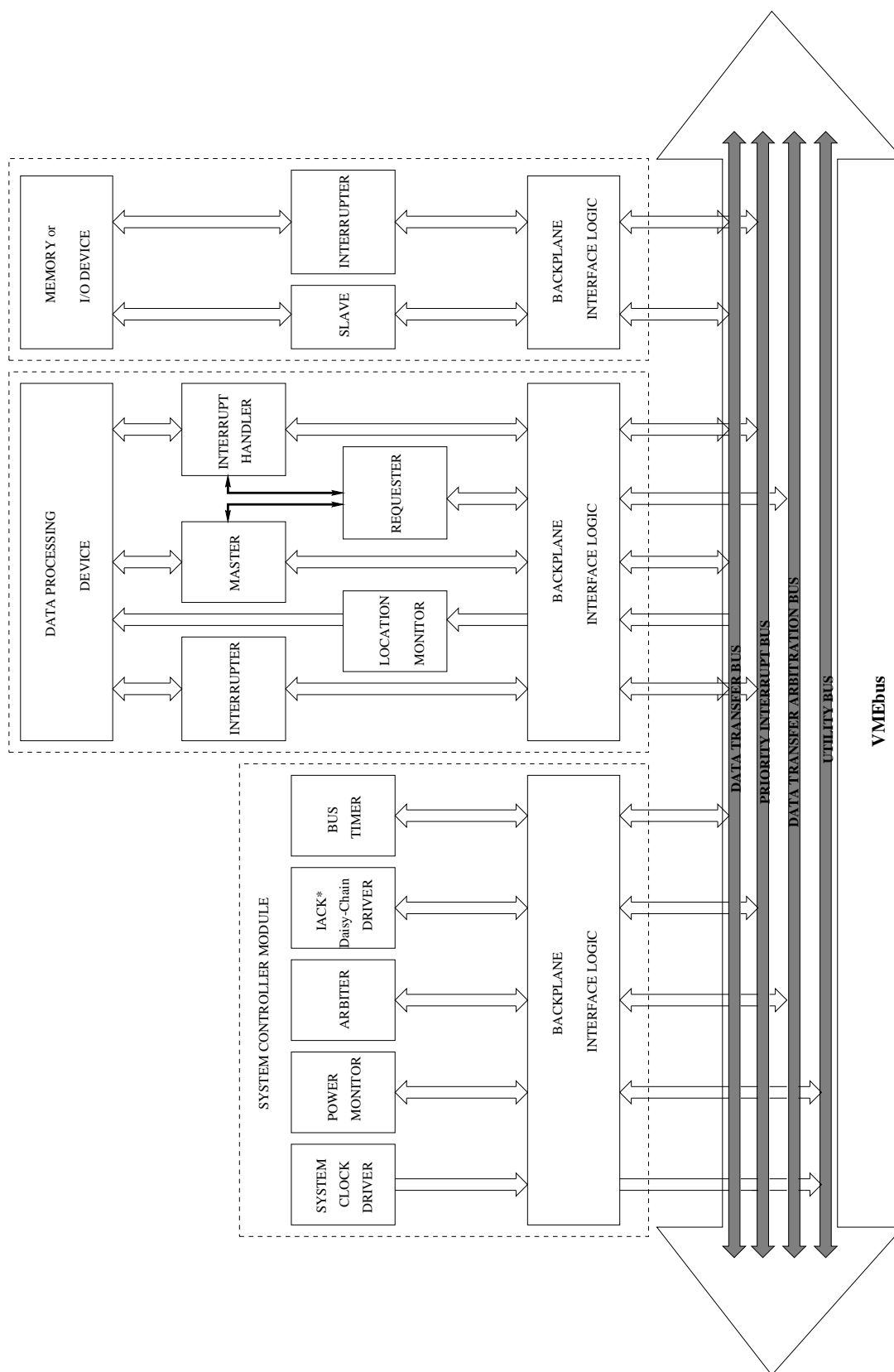


Figura 4.8: Diagramma a blocchi del VMEbus.

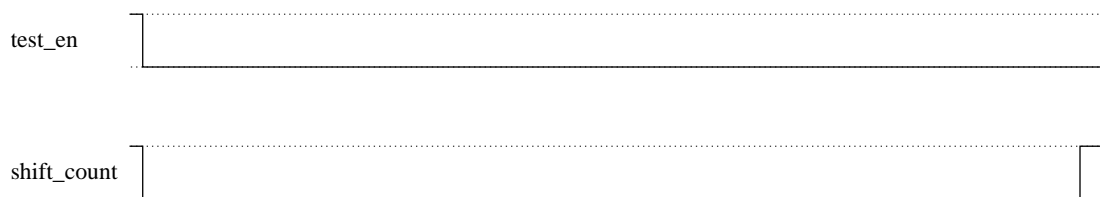


Figura 4.9: Modalità di conteggio da comparatore.

## 4.5 Modalità di funzionamento

FROST comunica con l'elettronica di lettura mediante i segnali elencati in tabella 4.2. L'ASIC può svolgere sei funzioni fondamentali [41]:

1. Conteggio da comparatore;
2. Lettura standard;
3. Conteggio da common;
4. Lettura in modalità di test dello shift register;
5. Reset dei contatori;
6. Regolazione della soglia dei discriminatori.

### 4.5.1 Conteggio da comparatore

La prima modalità di funzionamento viene utilizzata normalmente, quando si vogliono acquisire i dati dal rivelatore. Si ottiene mettendo a livello basso i segnali di `shift_count` e di `test_enable`: in questo modo il multiplexer di ingresso seleziona il segnale proveniente dalla catena analogica come ingresso del rivelatore. Eventuali modifiche sui valori di `common`, `shift_clk`, `shift_UD`, `en_dir`, `serial_up` e `serial_down` non hanno effetti sul dispositivo (figura 4.9).

Questi segnali vengono utilizzati anche in modalità di calibrazione: un segnale generato da un impulsore viene iniettato all'ingresso della catena elettronica e discriminato dal comparatore. Esistono due ingressi di calibrazione: uno per la prima metà dei canali dell'ASIC, l'altro per i rimanenti.

Nel caso in cui si verifichi l'overflow del contatore il segnale `ow`, normalmente a livello alto, va a livello basso e tale viene mantenuto fino a un reset del contatore.

### 4.5.2 Lettura standard

La modalità di lettura standard si ottiene mantenendo il segnale di `test_enable` a livello basso, portando a livello alto lo `shift_count` e pilotando lo scorrimento dello shift register con il segnale `shift_clk` (figura 4.10). Ogni impulso di `shift_clk` causa un passo di scorrimento dei contatori. La massima frequenza degli impulsi è di 140 MHz. La fuoriscita

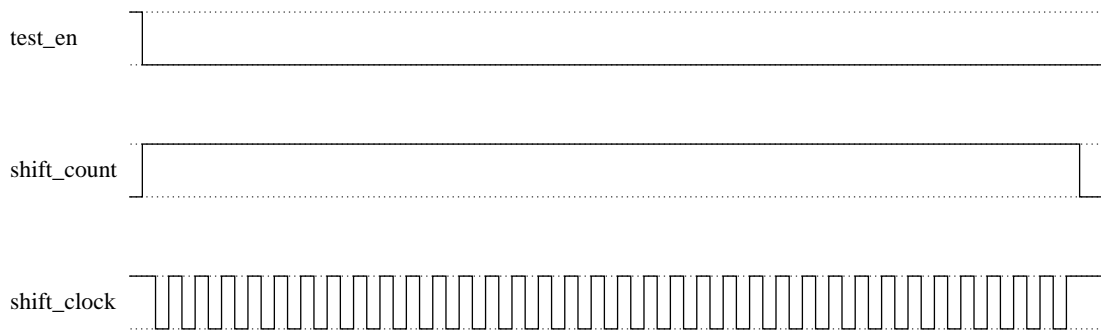


Figura 4.10: Modalità di lettura standard.

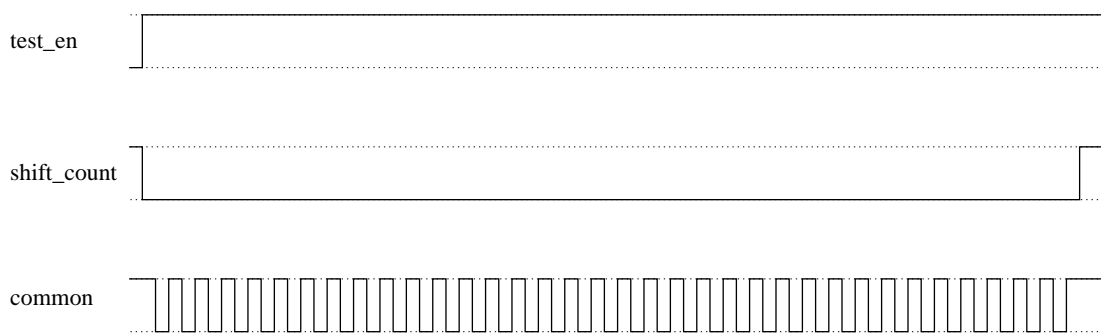


Figura 4.11: Modalità di conteggio da common.

dei dati dalla cella è sempre dal bit più significativo (MSB) al meno significativo (LSB). Per una corretta esecuzione della fase di lettura il segnale di shift\_clk deve andare a livello alto prima che shift\_count vada a livello alto.

Eventuali modifiche sul valore di comp\_inp, common ed en\_dir non hanno effetti sul dispositivo.

Questa modalità può inoltre essere utilizzata per testare il corretto funzionamento dello shift register e dei contatori: generando sulla linea di ser\_in una sequenza di impulsi logici la si dovrebbe ritrovare riprodotta in uscita dopo  $16 \times N_{chan}$  colpi di clock, dove  $N_{chan}$  è il numero dei canali degli ASIC collegati a cascata.

### 4.5.3 Conteggio da common

La modalità di acquisizione da common richiede di portare test\_enable a livello alto e shift\_count a livello basso (figura 4.11): in questo modo il multiplexer di ingresso seleziona come input gli impulsi di common (generati via software). Eventuali modifiche sui valori di shift\_clk, shift\_UD, en\_dir, serial\_up e serial\_down non hanno effetti sul dispositivo.

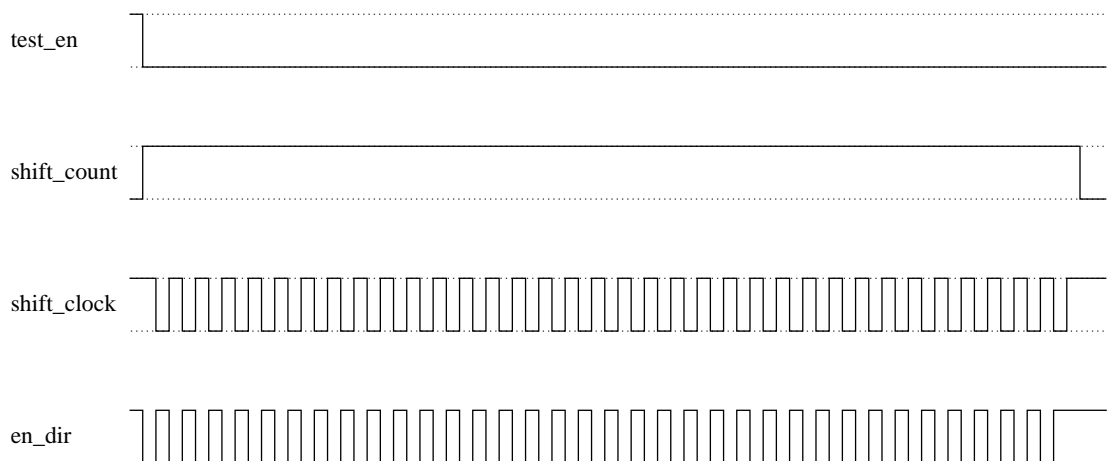


Figura 4.12: Modalità di test dello shift register.

#### 4.5.4 Lettura in modalità di test dello shift register

La modalità di lettura di test si ottiene portando sia `test_enable` che `shift_count` a livello alto. Il clock di lettura è sostituito da due segnali `en_dir` e `shift_clock`: il dispositivo effettua un passo di shift se viene generato un impulso di `en_dir` seguito da uno di `shift_clock` e se i due impulsi non sono sovrapposti (figura 4.12).

#### 4.5.5 Il reset

Sono possibili due diverse modalità di reset: la prima sfrutta lo shift register del contatore iniettando dall'ingresso seriale una serie di zeri che annullano il contenuto dei contatori e richiede quindi  $16 \times N_{chan}$  colpi di clock (figura 4.13.a); la seconda invece è istantanea e si ottiene mediante un'opportuna temporizzazione dei segnali `test_enable`, `shift_count`, `en_dir` e `common` (figura 4.13.b).

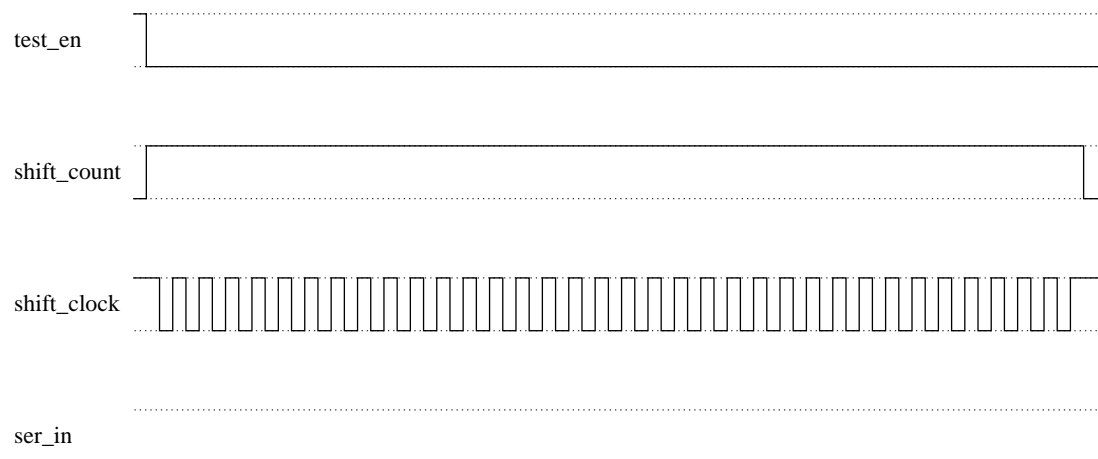
#### 4.5.6 Regolazione della soglia

La regolazione delle soglie dei discriminatori avviene iniettando una sequenza digitale da `dac_in` e pilotando lo scorrimento dello shift register dei DAC mediante il `dac_clk` (figura 4.14).

Vengono utilizzati due tipi di DAC: uno a 3 bit relativo ad ogni singolo canale (DAC3), l'altro a 6 bit per l'intero ASIC (DAC6). Nella regolazione delle soglie si inietta prima la sequenza di bit relativa ai DAC3 del primo ASIC dal LSB al MSB, quindi quella relativa al DAC6 dal MSB al LSB per il primo ASIC e a seguire le sequenze per gli altri ASIC.



a)



b)

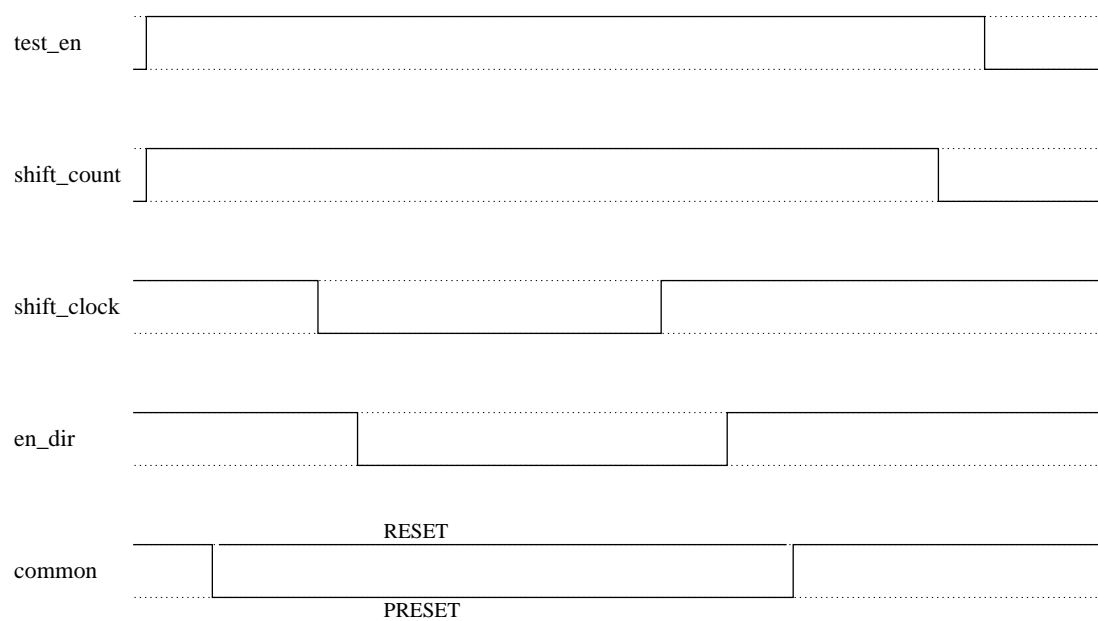


Figura 4.13: Due diverse modalità di reset.

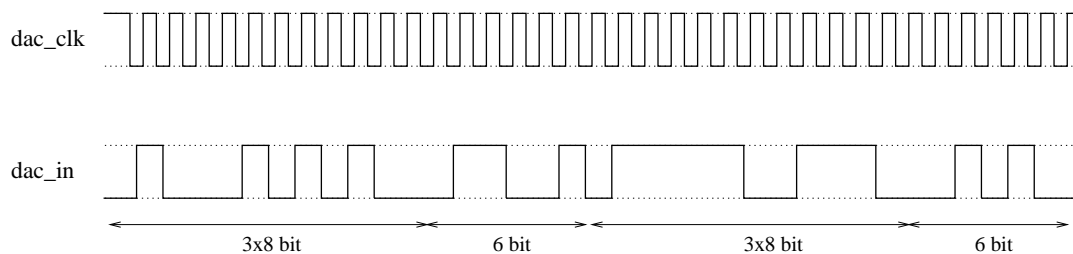


Figura 4.14: Regolazione della soglia del discriminatore.



Figura 4.15: Finestra principale del programma di acquisizione di FROST.

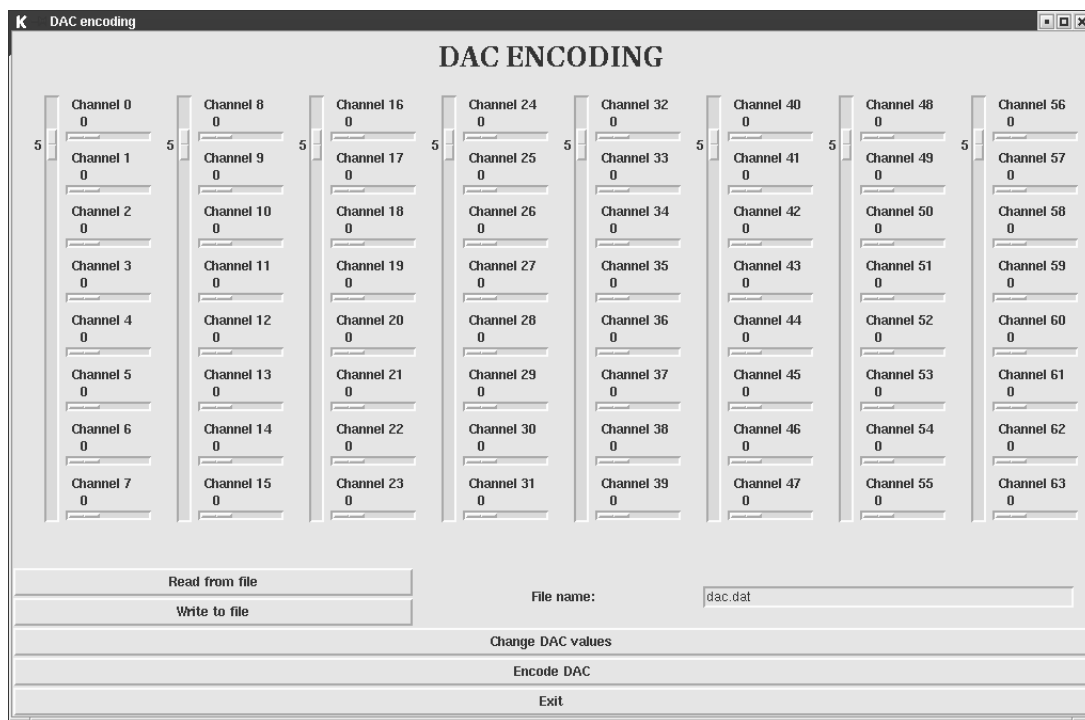


Figura 4.16: Finestra del programma di acquisizione di FROST per regolare le soglie.

## 4.6 Il programma di acquisizione

Le procedure di base del programma di acquisizione sono state scritte in C [43] utilizzando il driver “vmehb” e l’header “vmehb\_ioctl.h” per il supporto del bus VME [44]; l’interfaccia grafica è stata creata utilizzando il linguaggio Tcl, un pacchetto di librerie scritto in C ed implementato con il pacchetto dinamico compilato per FROST, con l’ausilio di Tk, uno strumento che permette di gestire le finestre grafiche [45].

Dalla finestra principale (figura 4.15) si può accedere a diverse modalità di funzionamento di FROST:

1. DAC encoding: permette di regolare DAC6 per ogni ASIC e DAC3 canale per canale (figura 4.16);
2. Image acquisition: permette di acquisire i dati da FROST utilizzando le fasi di lettura e acquisizione standard. Permette di selezionare il numero di step, il tempo di acquisizione e la direzione di shift\_ud. I dati letti vengono scritti su file in formato esadecimale e/o visualizzati attraverso tonalità di grigio (figura 4.17);
3. Threshold scan: esegue uno scan di soglia utilizzando l’ingresso da comp\_inp. I dati possono venire scritti su file e/o visualizzati in un istogramma a barre realizzato con l’utilizzo di ROOT [46]. Il programma permette di selezionare le soglie minima e massima, il passo tra le soglie, il tempo di acquisizione, il numero di ripetizioni per ogni step e la direzione di shift\_ud. È inoltre possibile scegliere se

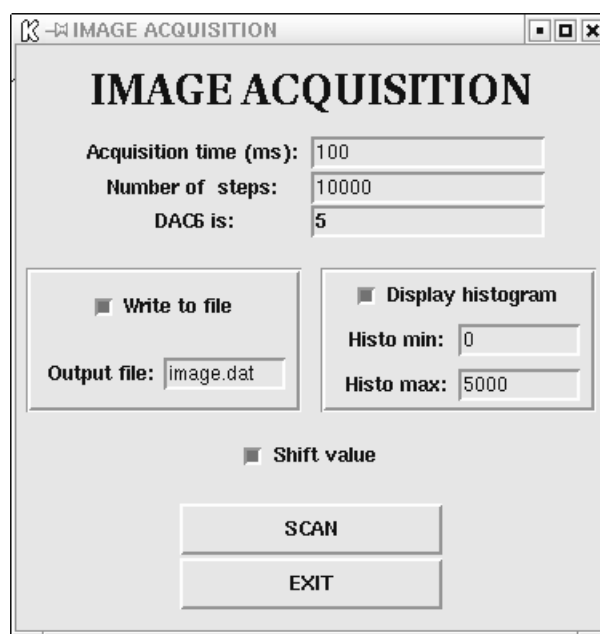


Figura 4.17: Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla l'acquisizione dell'immagine.

effettuare uno scan di soglia fine variando ad ogni passo anche DAC3 o grossolano variando solo DAC6 (figura 4.18);

4. Calibration: è uno scan di soglia che si effettua esattamente con le stesse modalità di Threshold scan; i conteggi in ingresso sono dati da uno dei due ingressi di calibrazione: in fase di conteggio viene inviato un segnale di trigger ad un impulsatore e gli impulsi generati vengono inviati alla catena elettronica di alcuni canali di FROST. Facendo variare l'ampiezza degli impulsi generati è possibile stimare il guadagno degli ASIC (figura 4.19);
5. Counter test: verifica l'efficienza dei contatori inviando un certo numero di clock in ingresso da common e scrivendo i dati letti dai contatori su file (figura 4.20);
6. Shift test: verifica il funzionamento dello shift register. Una sequenza di bit a scelta viene iniettata attraverso la linea di ser\_in e la lettura avviene in modalità di test mediante l'utilizzo di en\_dir (figura 4.21);
7. Watch detector: permette di visualizzare su un istogramma di ROOT la lettura del rivelatore canale per canale ad ogni step. È uno strumento particolarmente utile per posizionare il rivelatore nella giusta posizione rispetto al fascio (figura 4.22);
8. Motor panel: permette di programmare il movimento dei motori, controllati mediante interfaccia GPIB (General Purpose Interface Bus) [47]. È possibile selezionare il movimento tra tre motori: quello che trasla il fantoccio lungo le ordinate (utilizzato durante l'acquisizione dell'immagine), quello che trasla il rivelatore

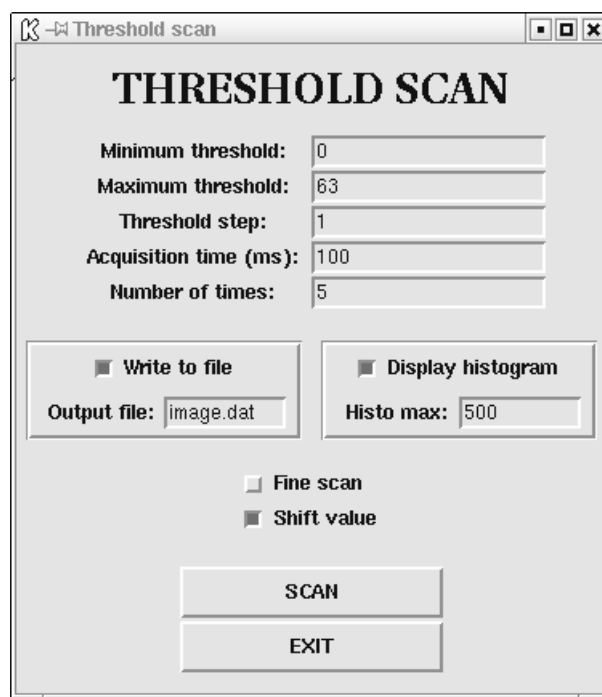


Figura 4.18: Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla lo scan di soglia.

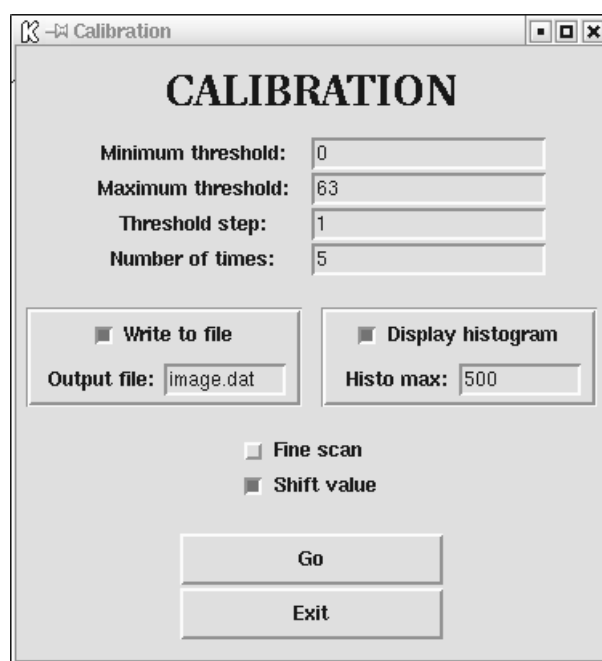


Figura 4.19: Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla la calibrazione.

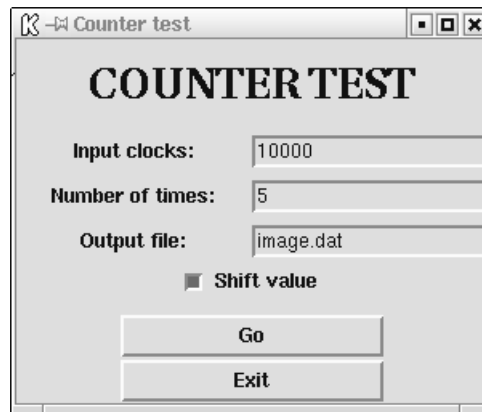


Figura 4.20: Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla il test dei contatori.

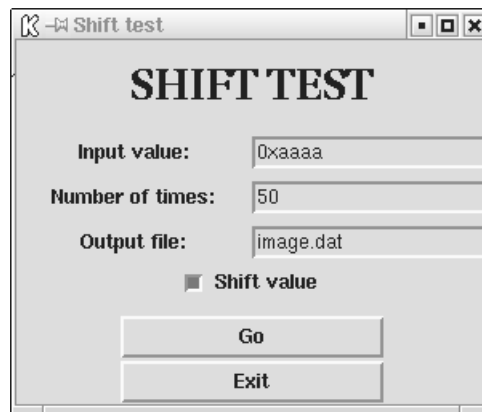


Figura 4.21: Finestra del programma di acquisizione di FROST che controlla il test dello shift register.



Figura 4.22: Finestra del programma di acquisizione di FROST che permette di osservare i conteggi del rivelatore in tempo reale.

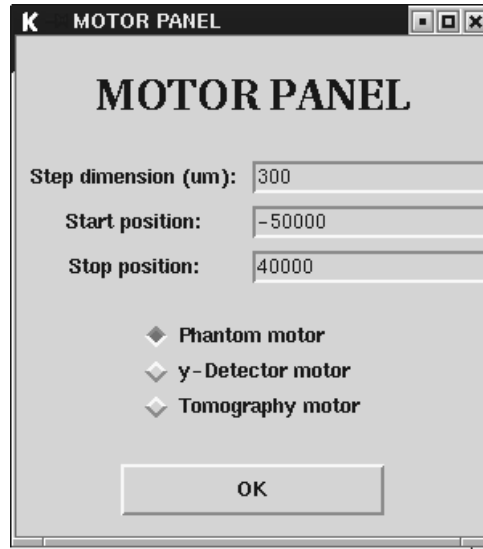


Figura 4.23: Finestra del programma di acquisizione di FROST per controllare i motori.

verticalmente (utilizzato per uno scan del fascio) e quello che effettua i movimenti rotatori in tomografia. Si selezionano il punto di partenza e di arrivo e il passo del movimento (figura 4.23).

Sulla finestra principale è presente un bottone che permette l'arresto della misura in ogni momento.

## 4.7 L'ASIC a 64 canali

Il modello definitivo di FROST è a 64 canali. Esso è pensato come una serializzazione dell'ASIC a 8 canali (figura 4.24), in cui ogni blocco da 8 canali è polarizzato e messo a massa autonomamente, mentre la sezione che regola la soglia (DAC) è comune a tutto l'ASIC [48].

Le parti analogiche e digitali sono identiche al modello ad 8 canali, mentre sono state fatte delle modifiche al convertitore digitale-analogico per risolvere i problemi incontrati col discriminatore del prototipo.

In figura 4.25 è mostrato il nuovo DAC a 6 bit ed a 3 bit e come i due sono collegati tra loro: DAC6 è composto da una rete di interruttori, mentre i valori di riferimento di DAC3 sono generati da un partitore di tensioni.  $I_0$  ed  $I_1$  sono correnti generate da una differenza di potenziale interna e dalle resistenze R3B ed R6B.

La tensione di riferimento del discriminatore diventa:

$$VREF[i] = V_{ref} + V_{DAC6} + \frac{\text{Range}_{DAC3}}{7} * i \quad i = 0, 1..7 \quad (4.1)$$

dove  $i$  è il valore di DAC3 e

$$V_{DAC6} = V_{ref} + \frac{\text{Range}_{DAC6}}{63} * j \quad j = 0, 1..63 \quad (4.2)$$

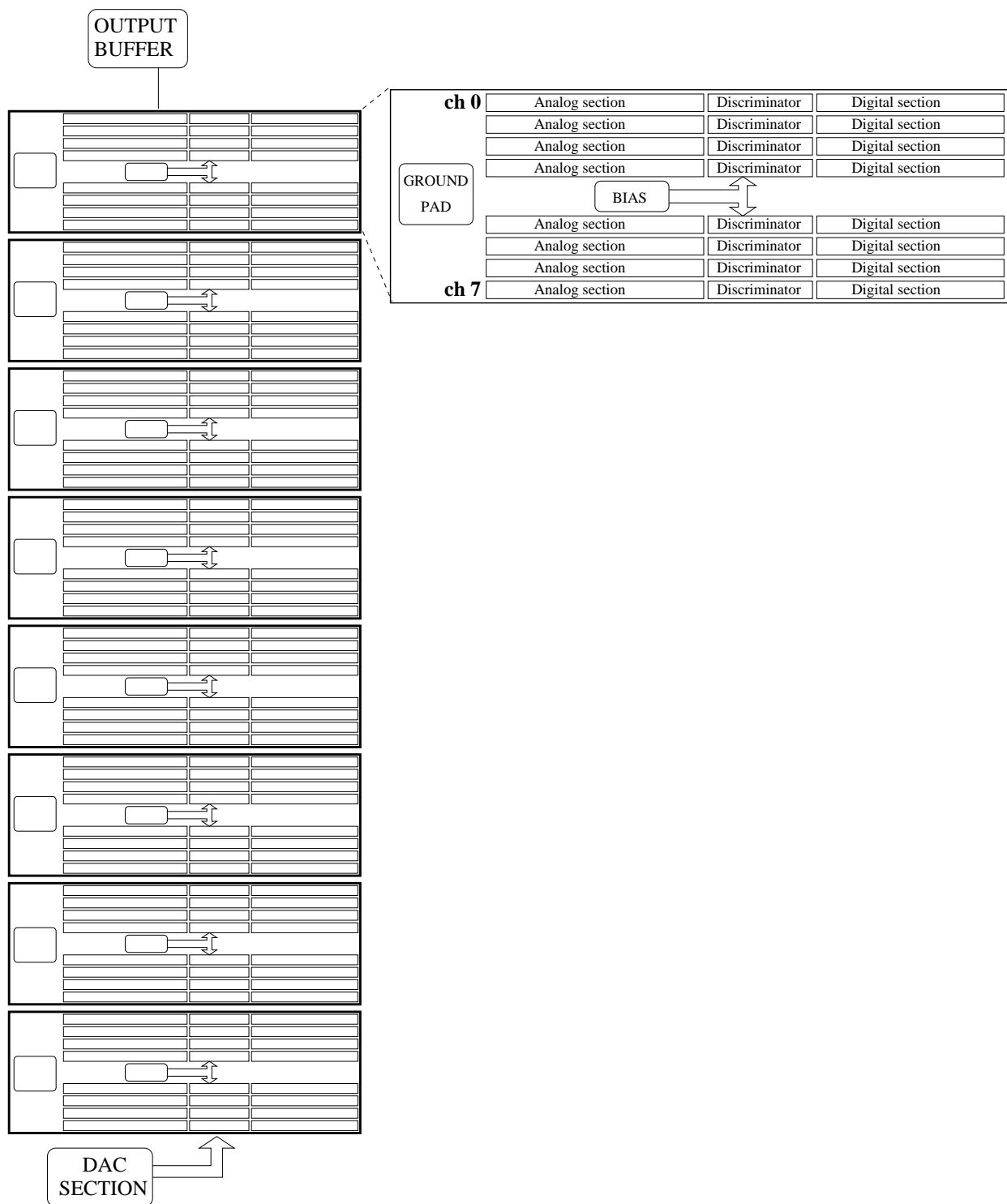


Figura 4.24: Schema a blocchi di FROST a 64 canali.



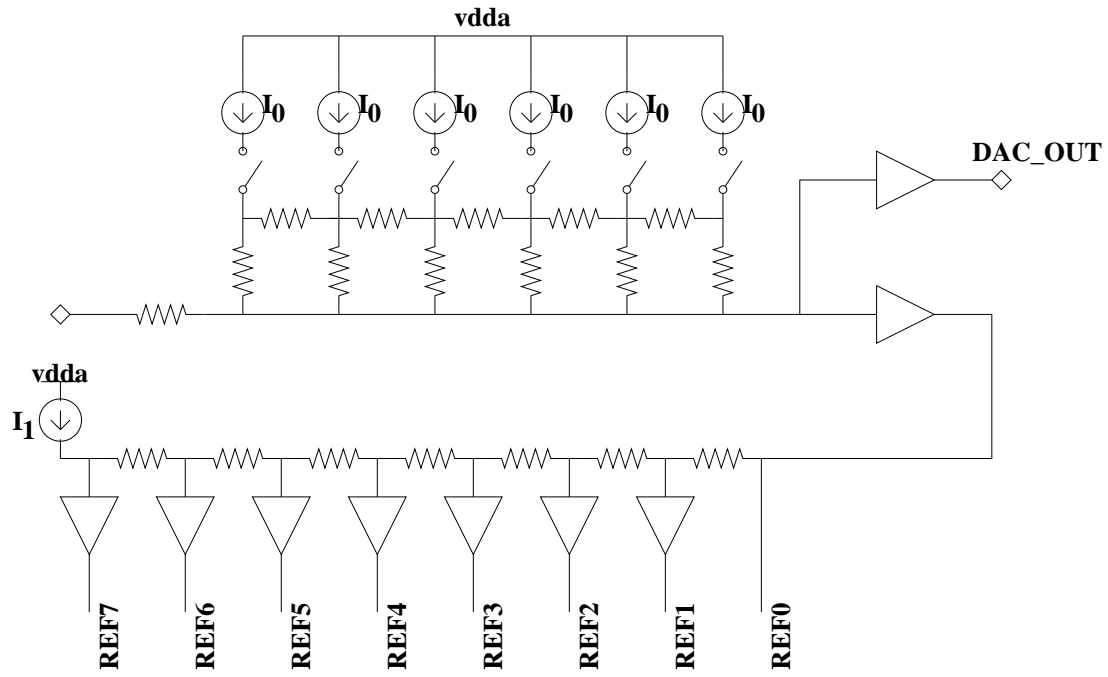


Figura 4.25: Schema del DAC dell'ASIC a 64 canali.

con  $j$  valore di DAC6.  $\text{Range}_{DAC3}$  e  $\text{Range}_{DAC6}$  dipendono da R3B ed R6B rispettivamente [48].



# Capitolo 5

## FROST al lavoro

Sono stati assemblati diversi ibridi con 3, 4 o 8 FROST ed alcuni di essi sono stati collegati a rivelatori al silicio sia di tipo SYRMEP, sia di un modello prodotto dalla ditta SINTEF (Oslo, Norvegia) caratterizzato da passo tra le strip di  $50\text{ }\mu\text{m}$ , bassa corrente di buio (pochi nA) e grande zona morta.

Tutti gli ibridi sono stati verificati in laboratorio con impulsatore; i test su fascio invece sono stati effettuati con un ibrido con 8 FROST e rivelatore SINTEF e con un ibrido a 3 ASIC con rivelatore SYRMEP.

### 5.1 I test in laboratorio

#### 5.1.1 Gli scan di soglia

Sono stati eseguiti scan di soglia, di rumore e con impulsatore per verificare le caratteristiche di rumore e di linearità della catena di amplificazione del segnale e della regolazione della soglia.

Dal segnale analogico si può osservare un rumore bianco con un'ampiezza di circa 50 mV, del tutto accettabile se si considera che un fotone da 20 keV produce una carica di 1 fC e quindi un segnale con picco 180 mV.

Dagli scan di rumore si vede che il rumore sale tra 2 e 6 unità di DAC (in seguito si utilizzerà semplicemente DAC) a seconda dei canali (figura 5.1). La taratura in tensione del convertitore digitale-analogico necessita di misure su fascio.

L'ambiente della linea di luce presenta un elevato grado di rumore elettromagnetico che disturba il segnale analogico di FROST. Tale disturbo può essere limitato mediante un appropriato schermaggio del sistema FROST-rivelatore e della sua elettronica di lettura. Ci si propone inoltre di realizzare una repeater nella quale i segnali tra FROST e l'output register siano accoppiati otticamente.

Queste precauzioni dovrebbero abbassare ulteriormente il livello di rumore.

Per verificare la linearità si sono iniettati impulsi di carica all'ingresso della catena analogica sotto forma di una rampa di 50 gradini.

L'ampiezza della rampa deve risultare proporzionale alla posizione del flesso dello scan di soglia (figura 5.2).

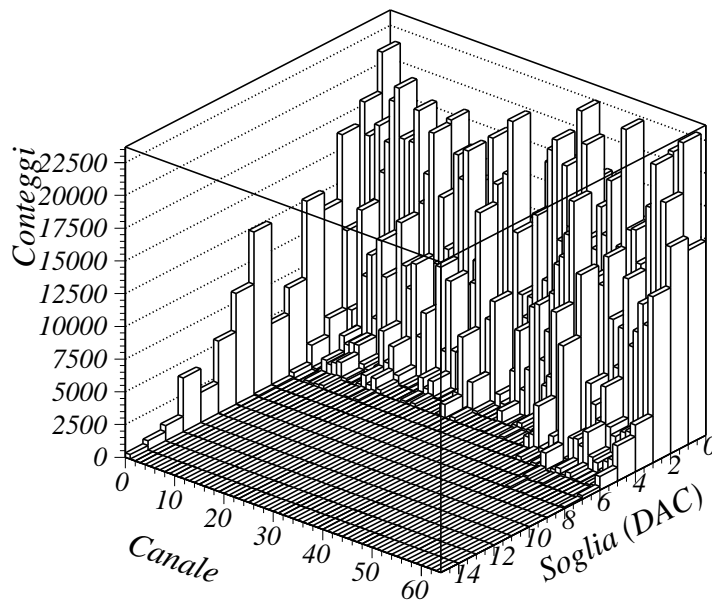


Figura 5.1: Scan di rumore un ibrido con 8 FROST.

La linearità della risposta in energia è ben verificata per tutti i canali esaminati (figura 5.3) e lo spread è dell'ordine del 4% (figure 5.4, 5.5.a).

La figura 5.5.b mostra la distribuzione degli offset del discriminatore, che è piuttosto uniforme e varia tra -3 e 2 unità di DAC, un intervallo molto ampio che conferma la necessità di utilizzare una soglia fine per ogni canale (DAC3B). Purtroppo nel prototipo a 8 canali DAC3B non funziona adeguatamente (paragrafo 4.2).

Si noti che i guadagni vengono indicati in unità arbitrarie: per calibrare il convertitore digitale-analogico sono necessarie misure di calibrazione con una sorgente di radiazione nota, in questo caso il fascio di luce di sincrotrone.

Un altro problema che si nota dagli scan di soglia è che il punto di flesso delle curve si sposta di soli 3.5 unità di DAC per una variazione di ampiezza degli impulsi di ben 400 mV (figura 5.2).

Siccome la rampa è formata da 50 gradini e viene divisa sulle due entrate di calibrazione, si ha che ogni impulso è di circa 4 mV. Considerando che la capacità interna di calibrazione dell'ASIC è di 200 pF, 4 mV equivalgono a circa 0.8 fC di carica. Si ha quindi una variazione di 1 DAC ogni 0.23 fC di carica entrante, che in energia dei fotoni significa circa ogni 4.5 keV.

Considerando che FROST ha un guadagno di 180 mV/fC, ogni LSB del DAC vale circa 40mV, come ipotizzato dall'estrapolazione dai dati simulati (figura 4.5).

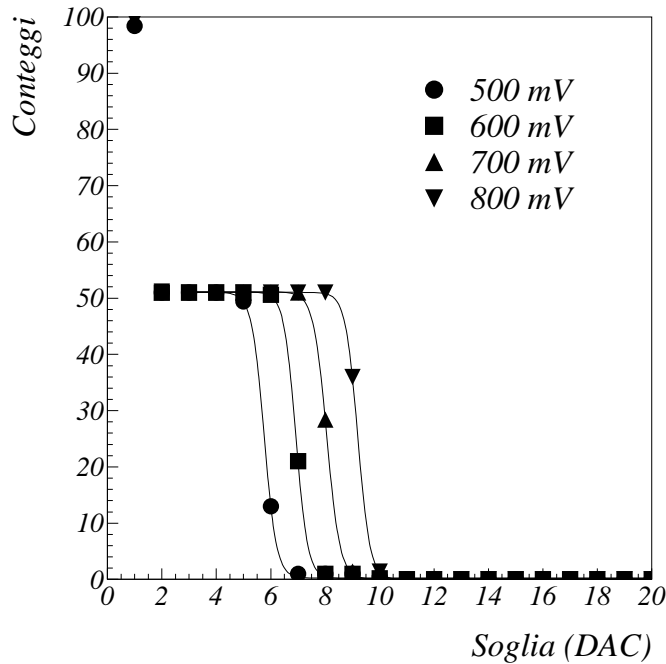


Figura 5.2: Scan di soglia di uno dei canali di un ibrido con 8 FROST per un rampa di ampiezza 500, 600, 700, 800 mV.

### 5.1.2 Efficienza al variare del rate

Siccome il segnale analogico di FROST dà un tempo di decadimento complessivo inferiore a  $1 \mu s$ , ci si aspetta che l'ASIC abbia un buon comportamento fino ad un rate di segnali entranti di 1 MHz.

Osservando il segnale analogico si vede che iniettando una rampa di impulsi di diversa frequenza (ma distribuiti in modo uniforme) i segnali analogici in corrispondenza degli impulsi sono ben distinti fino a 500 kHz, ma anche a 1 MHz la sovrapposizione dei segnali e lo spostamento della baseline sono trascurabili. Le figure 5.6, 5.7, 5.8, 5.9 sono stampe dello schermo dell'oscilloscopio per le situazioni appena descritte [38].

Iniettando invece impulsi secondo una distribuzione poissoniana si ha che il tempo che intercorre tra due segnali non è costante, ma può anche essere inferiore all'inverso della frequenza; si notano infatti effetti di sovrapposizione dei segnali già per rate di qualche centinaio di kHz (figura 5.10) [38].

Si è misurata l'efficienza dell'ASIC calcolando il rapporto tra impulsi iniettati ed impulsi conteggiati al variare del rate di una distribuzione poissoniana di impulsi: l'efficienza è del 100% fino a 100 kHz, diminuisce del 10% a 400 kHz e del 20% a 700 kHz. La figura 5.11 illustra questa misura confrontandola con le prestazioni di CASTOR, che perde il 50% di efficienza già a 80 kHz [38].

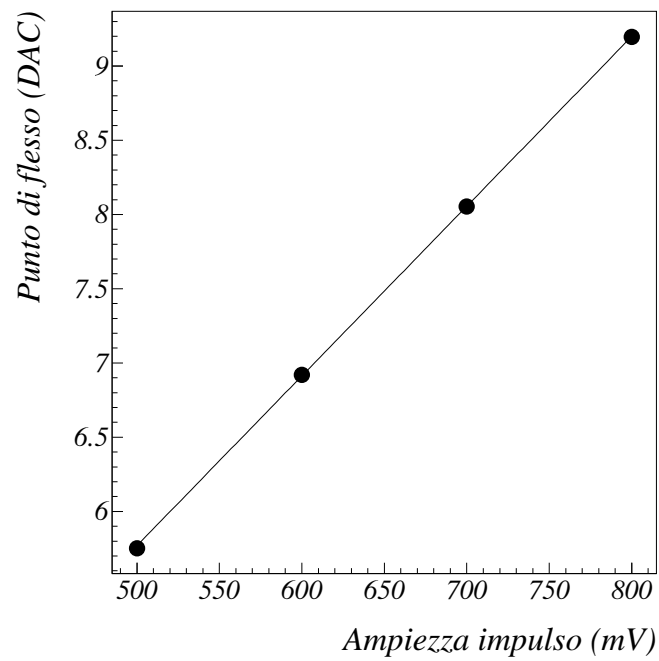


Figura 5.3: Retta di guadagno di uno dei canali dell'ibrido con 8 ASIC.

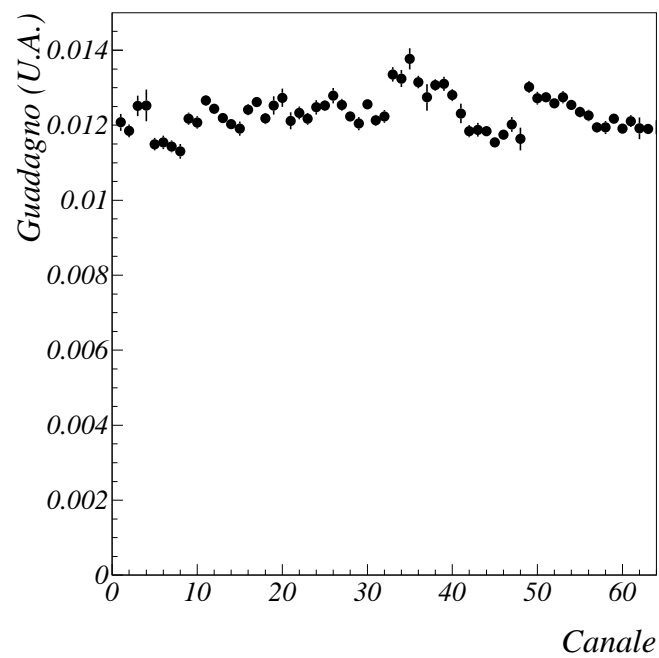
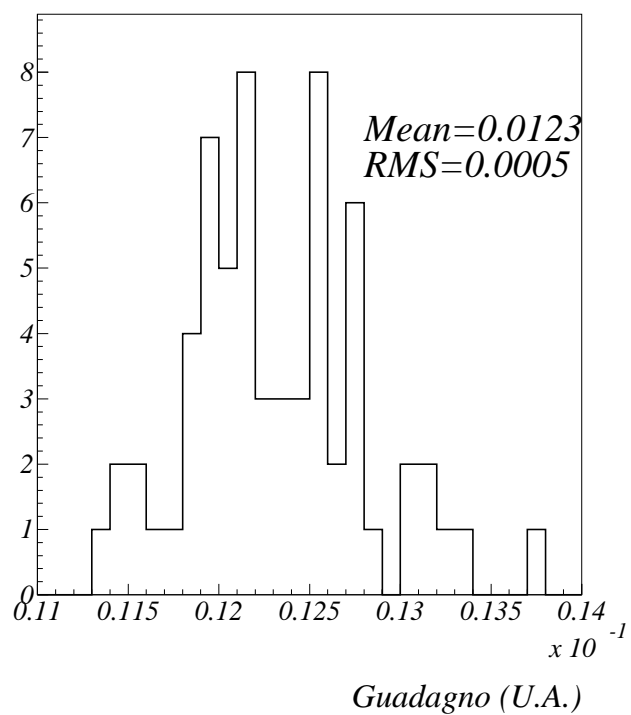


Figura 5.4: Guadagno dei 64 canali dell'ibrido con 8 ASIC in unità arbitrarie.

a)



b)

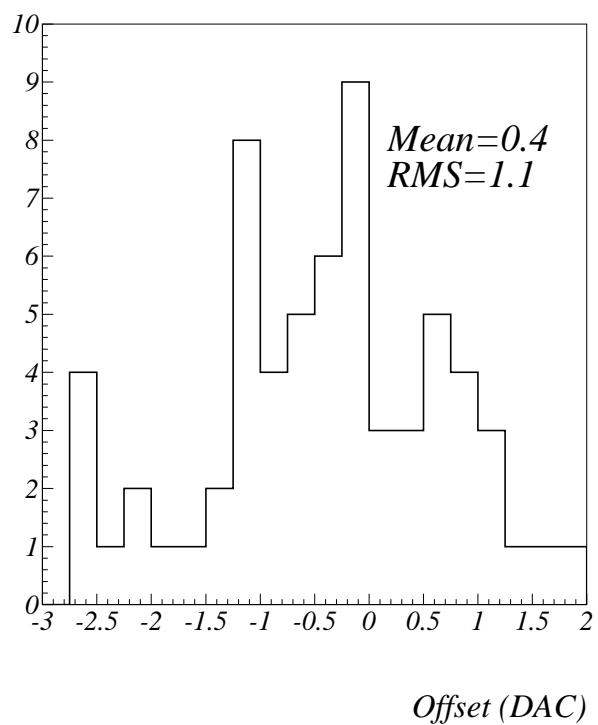


Figura 5.5: Distribuzione del guadagno (a) e dell'offset (b) per i 64 canali di FROST utilizzati nelle misure.

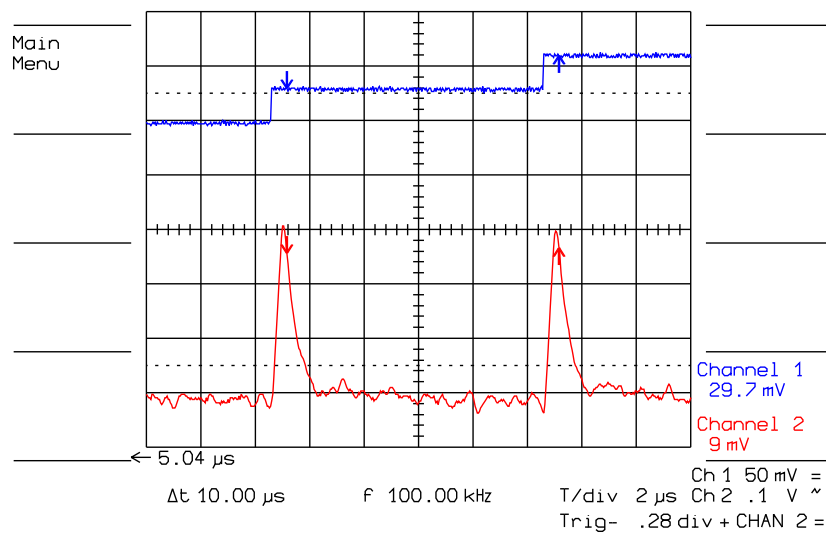


Figura 5.6: Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 100 kHz.

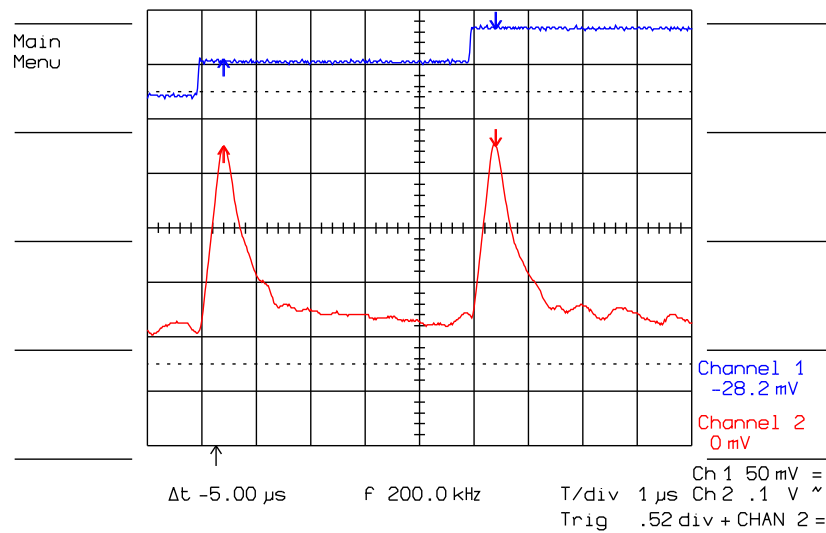


Figura 5.7: Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 200 kHz.



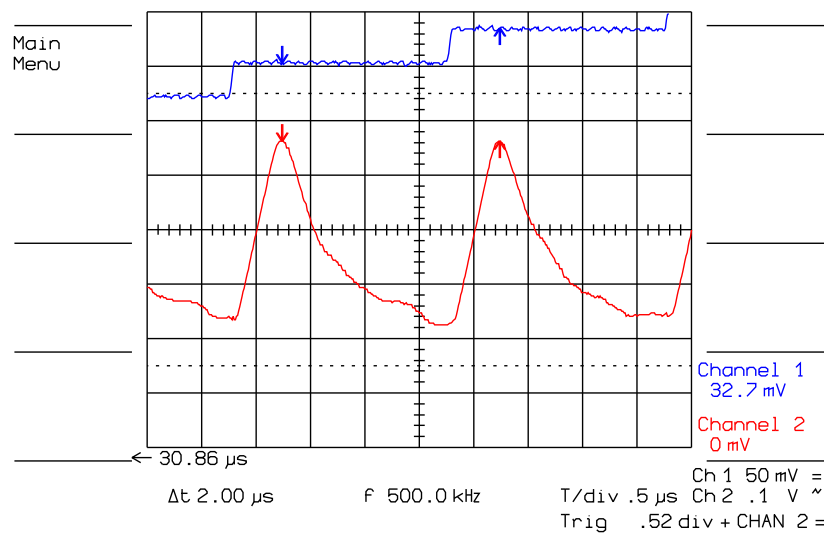


Figura 5.8: Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 500 kHz.

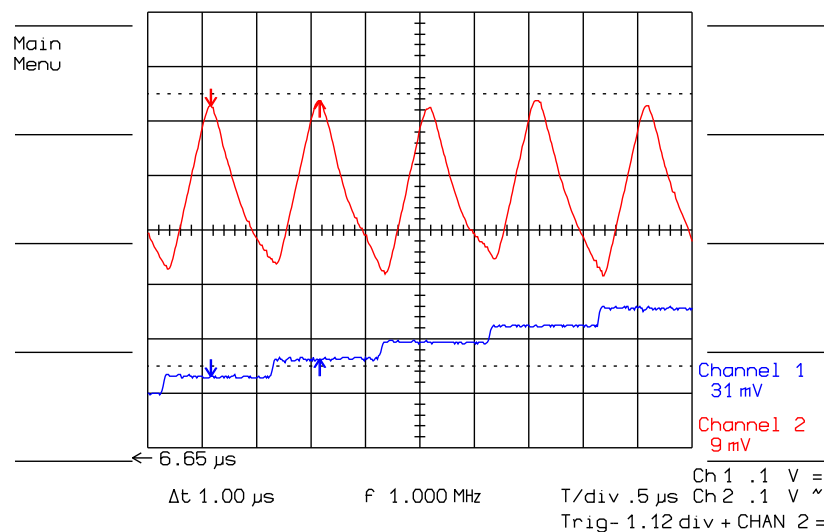


Figura 5.9: Segnale analogico di un canale di FROST per una rampa di impulsi con rate di 1 MHz.

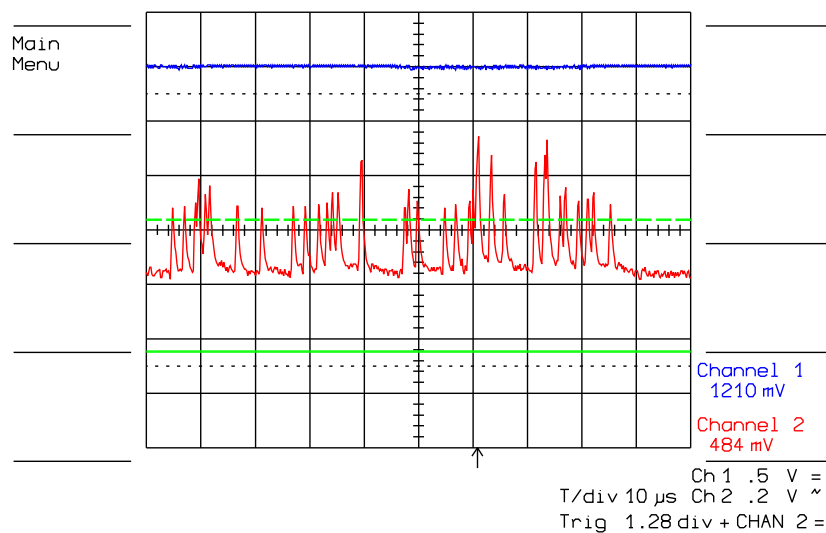


Figura 5.10: Segnale analogico di un canale di FROST per una distribuzione poissoniana di impulsi con rate 320 kHz.

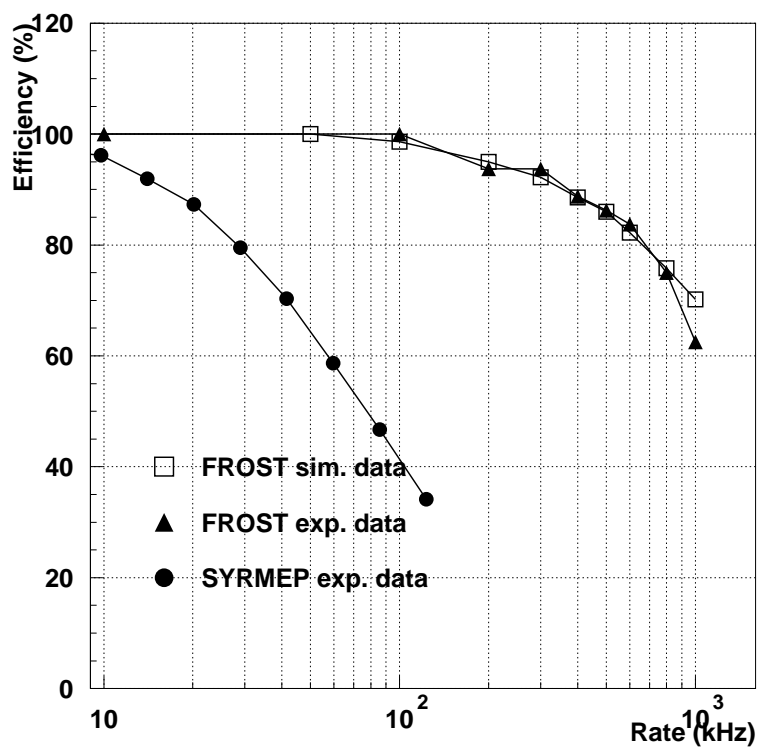


Figura 5.11: Efficienza di CASTOR e di FROST misurate al variare del rate degli impulsi.

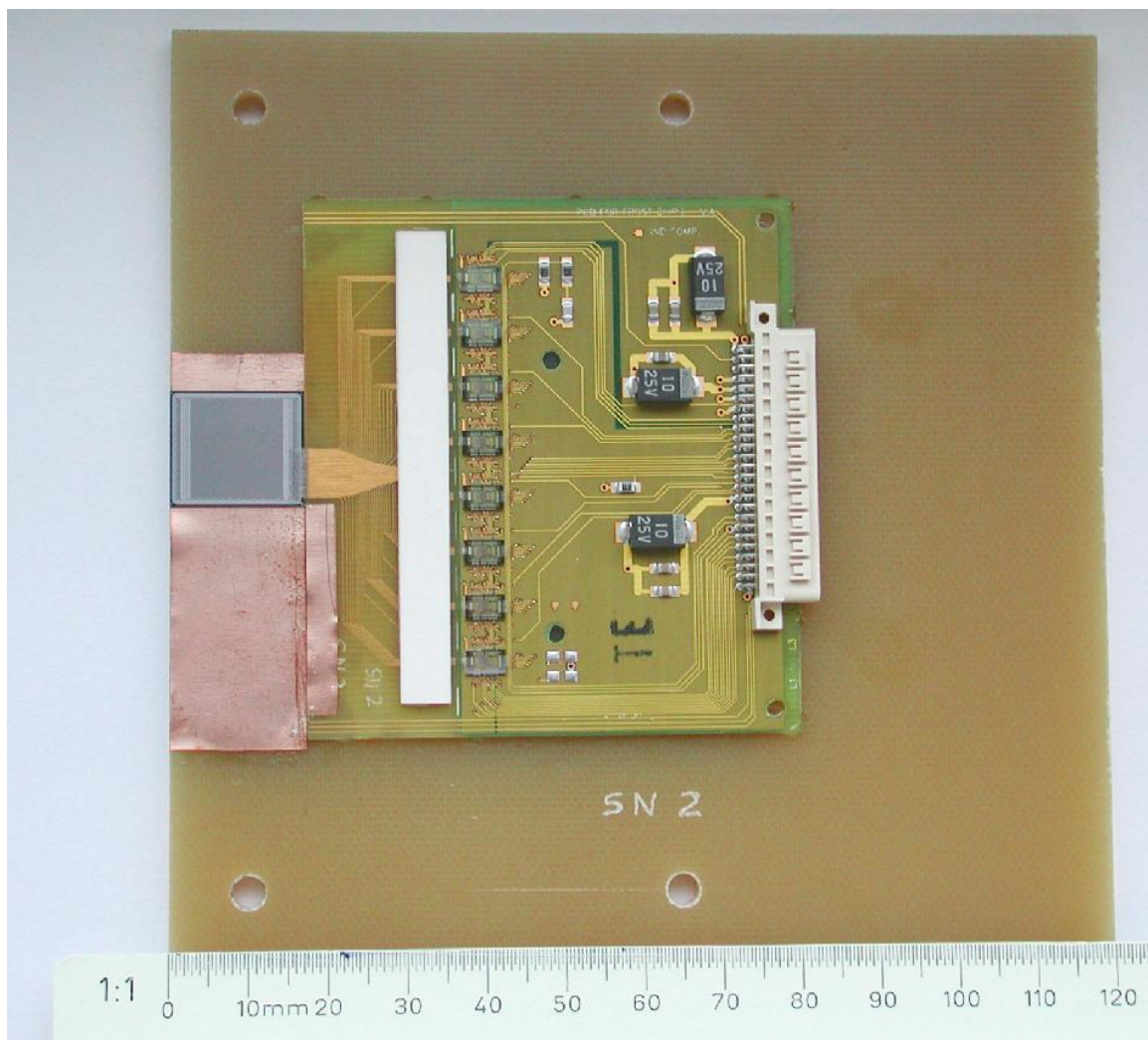


Figura 5.12: Immagine del rivelatore SINTEF con gli 8 ASIC a 8 canali utilizzati.

## 5.2 I test su fascio

Alla linea di luce SYRMEP ad Elettra si sono effettuati scan di soglia a diverse energie e diversi rate di fotoni incidenti con un ibrido con 8 FROST ed un rivelatore SINTEF a bassa corrente di buio (figura 5.12). Lo schema di montaggio è rappresentato in figura 5.13.

Si sono acquisite inoltre immagini di un Contrast Detail (CD) phantom, un oggetto test con dischi di plexiglass di diverse dimensioni e spessori, per valutare la discrepanza tra valore misurato e valore teorico dei contrasti. Sono state prese immagini anche con il rivelatore SYRMEP (collegato solo a 3 ASIC) per valutare l'influenza del rivelatore sulla qualità delle immagini.

### 5.2.1 Prestazioni al variare dell'energia

La figura 5.14 mostra uno scan di soglia per diverse energie dei fotoni incidenti per uno dei canali di FROST dell'ibrido a 8 ASIC. Si è scelto un canale a basso rumore in modo da poter normalizzare il numero di conteggi per un DAC sufficientemente basso.

Anche se si è in grado di distinguere tra loro le curve prese alle diverse energie, si può notare che per nessuna di esse è ben visibile un pianerottolo. Ciò è dovuto ai problemi col discriminatore ed al grande valore di LSB del DAC.

Il sistema mostra comunque una buona linearità in energia per diversi canali (figura 5.15).

La figura 5.16 mostra le distribuzioni di guadagno ed offset per i 64 canali utilizzati per le misure su fascio. Si nota che le deviazioni sui valori medi sono in entrambi i casi dell'ordine del 50%, rendendo così difficile una calibrazione del DAC. Dal valore medio del guadagno si ricava comunque una variazione di una sola unità di DAC ogni 7 keV, circa 65 mV per quanto riguarda l'altezza del segnale.

Questi dati non sono comunque completamente attendibili in quanto per avere fit affidabili sulla curva di scan di soglia bisognerebbe avere i plateaux ben visibili ed infatti i valori ottenuti sono decisamente peggiori di quelli misurati in laboratorio con segnali molto ampi.

Si è scelto di lavorare con un valore di soglia fissato a 5 DAC su tutti gli ASIC. Questa scelta è dovuta alle disomogeneità di guadagno ed offset tra i diversi canali ed è un compromesso per limitare il rumore sui canali a guadagno ed offset più elevato senza perdere troppi conteggi di fotoni.

### 5.2.2 Prestazioni al variare del rate

Uno dei maggiori problemi riscontrati al fascio è stato che, irradiando gli ASIC con una grande intensità di fotoni, essi smettevano di contare, probabilmente a causa della radiazione che andava ad illuminare direttamente l'ASIC creando una situazione di latchup. Il problema era solo temporaneo.

Per risolvere il problema si è provato a posizionare uno strato di alcuni millimetri di ceramica davanti agli ASIC (figura 5.17) e si è stretto il fascio in modo da irradiare solo il rivelatore, ma l'allineamento non perfetto del rivelatore col fascio faceva sì che alcuni ASIC venissero comunque irradiati. Non si è potuto quindi lavorare ai massimi rate permessi dall'intensità del fascio.

Un altro fattore che limita il numero di conteggi è la presenza di ben 10 guard ring e di una zona morta di 1 mm attorno alle strip del rivelatore SINTEF. La zona attiva era invece di 1.5 cm.

Si sono effettuati scan di soglia sul fascio per diversi rate di fotoni incidenti a diverse energie: per i rate più bassi (fino a circa 50 kHz) è stata calcolata la retta di efficienza e sono state valutate le deviazioni tra i valori misurati ad alte frequenze di fotoni e la retta ideale.

Si è scelto di esaminare i dati per il valore del DAC regolato a 5, lo stesso che poi è stato utilizzato per acquisire le immagini.

## INSIEME RIVELATORE-FROST 8 CANALI

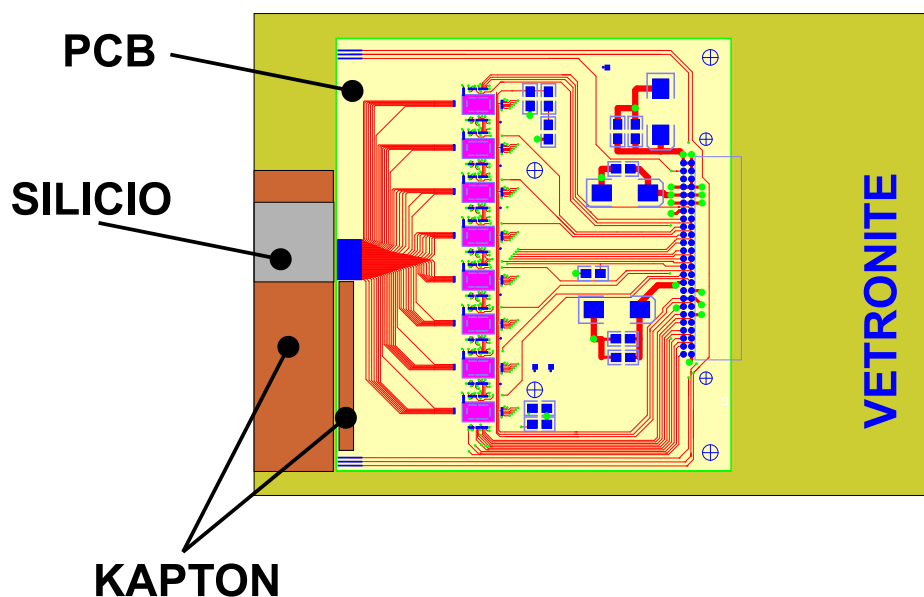


Figura 5.13: Schema di montaggio del rivelatore SINTEF con 8 ASIC a 8 canali.

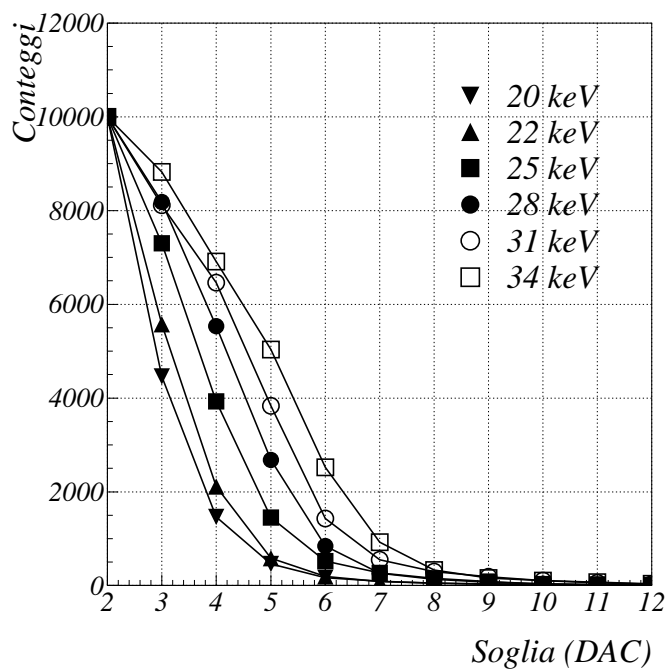


Figura 5.14: Scan di soglia di un determinato canale di FROST a diverse energie del fascio incidente.

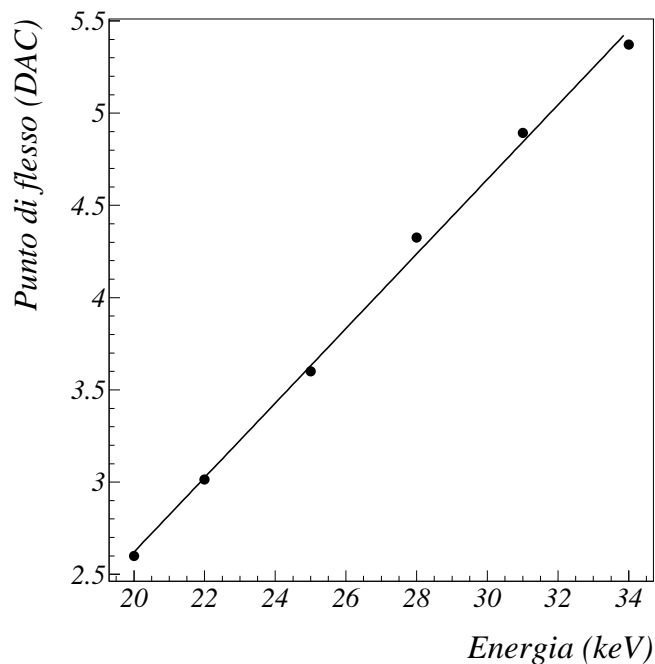


Figura 5.15: Retta di guadagno: sulle ascisse è indicata l'energia dei fotoni incidenti, sulle ordinate il punto di flesso della curva dello scan di soglia.

Si nota che il rate di conteggi per il quale i dati sperimentali si scostano dalla retta ideale è fortemente dipendente dall'energia dei fotoni (figura 5.24). Ciò è dovuto al fatto che la soglia del discriminatore non è fissata sul pianerottolo della curva di scan di soglia, ma sul suo fronte ascendente.

Si osserva che l'efficienza misurata devia dalla retta ideale di circa il 10% a circa 70 kHz per energie dei fotoni di 20 keV e 22 keV (figure 5.18, 5.19), a 100 kHz per fotoni di 25 keV e 28 keV (figure 5.20, 5.21) e 170 kHz per raggi X di energia 31 keV e 34 keV (figure 5.22, 5.23). Come si osserva il comportamento ad alti rate migliora all'aumentare dell'energia.

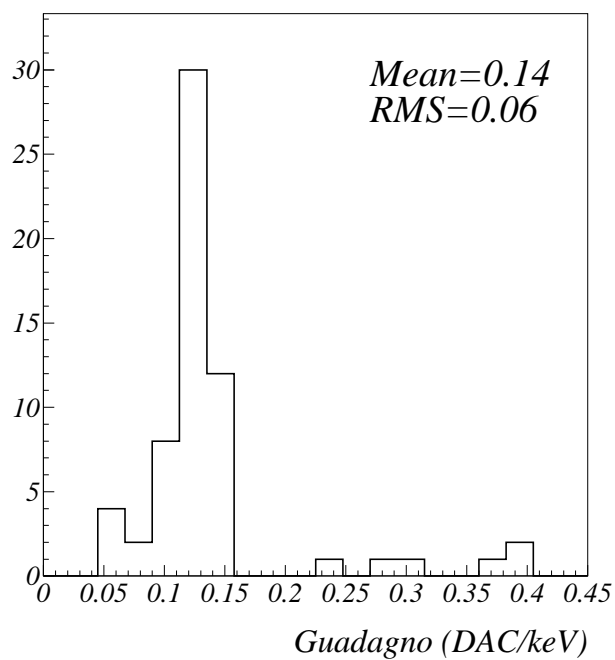
Fissando la soglia a 4 DAC per fotoni di 34 keV, in una posizione più prossima al pianerottolo dello scan di soglia, si nota che si riesce a mantenere la stessa efficienza del DAC fissato a 5, con un rate superiore di 100 kHz (figura 5.25).

Ciò lascia pensare che risolvendo i problemi del discriminatore si possa utilizzare FROST per rate di conteggi fino a 400 kHz, come dalle misure di laboratorio (figura 5.11).

Si noti che i grafici si riferiscono solo a singoli canali, diversi per ogni energia e scelti secondo le loro prestazioni. Lo spread dei guadagni e degli offset e le differenze tra le curve degli scan di soglia non permettono infatti di fare considerazioni in media: con il DAC fissato a 5 alcuni canali sono già molto rumorosi, mentre altri hanno ancora pochi conteggi.

In figura 5.26 è rappresentata l'efficienza del sistema FROST-rivelatore alle diverse

a)



b)

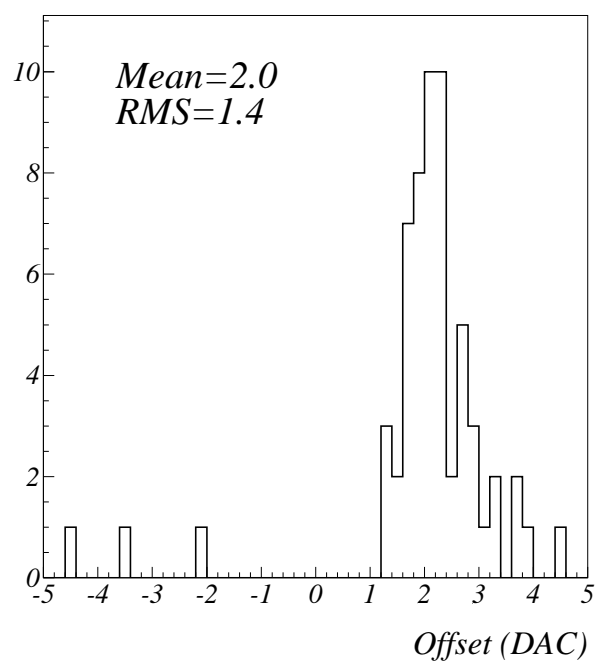


Figura 5.16: Distribuzione del guadagno espresso in DAC/keV (a) e dell' offset espresso in DAC (b) per i 64 canali di FROST utilizzati stimato da misure su fascio.

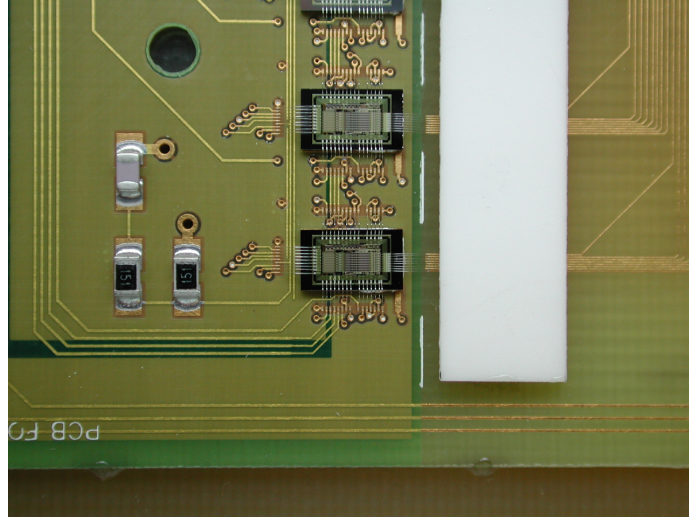


Figura 5.17: Dettaglio del montaggio di FROST sul PCB. Si nota lo strato di ceramica posizionato di fronte all'ASIC per schermarlo.

energie, misurata per bassi rate di fotoni: si tratta della media, calcolata su tutti i canali, dei coefficienti angolari delle rette delle figure 5.18, 5.19, 5.20, 5.21, 5.22, 5.23). Essa è molto bassa a causa delle caratteristiche geometriche del rivelatore e viene ulteriormente abbassata di un fattore 2 dalla scelta della soglia di lavoro a 5 DAC per tutti gli ASIC, ancora sulla salita della curva di scan di soglia.

Si notino inoltre le barre d'errore molto grandi: esse sono una conseguenza del fatto che le efficienze sono state calcolate allo stesso DAC per tutti i canali, mentre lo spread sui guadagni e sugli offset avrebbe richiesto una soglia individuale.

### 5.2.3 Le immagini con il rivelatore SINTEF

La figura 5.27 mostra diverse immagini dei primi cinque dischi di un CD phantom prese a 22 keV a diversi rate di fotoni incidenti.

Le cinque immagini hanno tutte una statistica superiore a 10000 fotoni per pixel e sono state prese rispettivamente in 160 s, 80 s, 60 s, 40 s e 20 s.

Un'immagine con la stessa statistica con CASTOR avrebbe richiesto più di 200 s.

Nella figura 5.28 vengono confrontati i contrasti teorici e misurati delle immagini, indicati in tabella 5.1.

Dalla 3.3 si aveva:

$$C^m = C - \frac{I_2}{I_1} \left( \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - 1 \right) \quad (5.1)$$

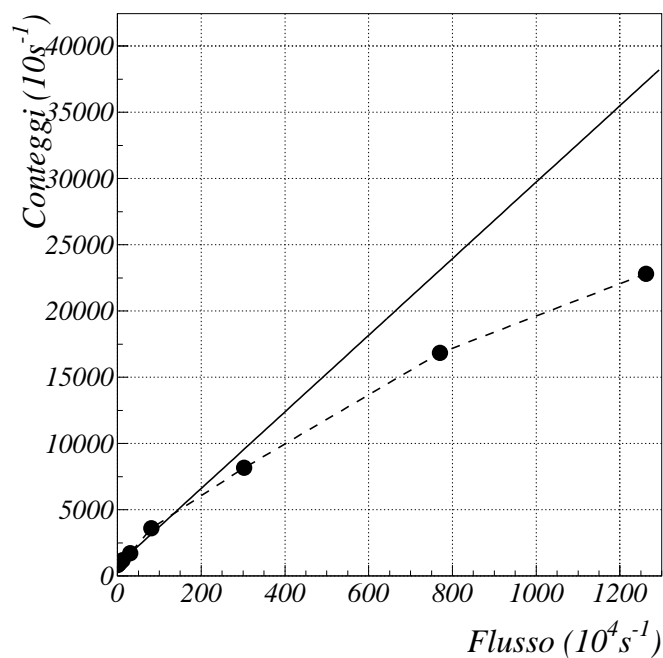
Il rapporto tra contrasto misurato e contrasto teorico diventa:

$$\frac{C^m}{C} = 1 - \frac{I_2}{I_1 - I_2} \left( \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - 1 \right) \quad (5.2)$$

L'andamento è confermato dalla figura 5.29, in cui si vede che il rapporto tra i due diminuisce con lo spessore dei dischi, e quindi con l'aumento di  $I_2$ .



a)



b)

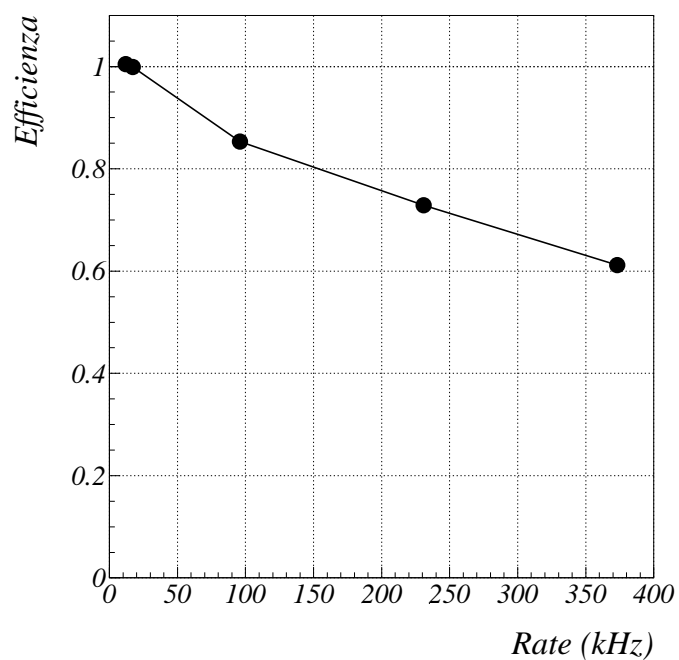
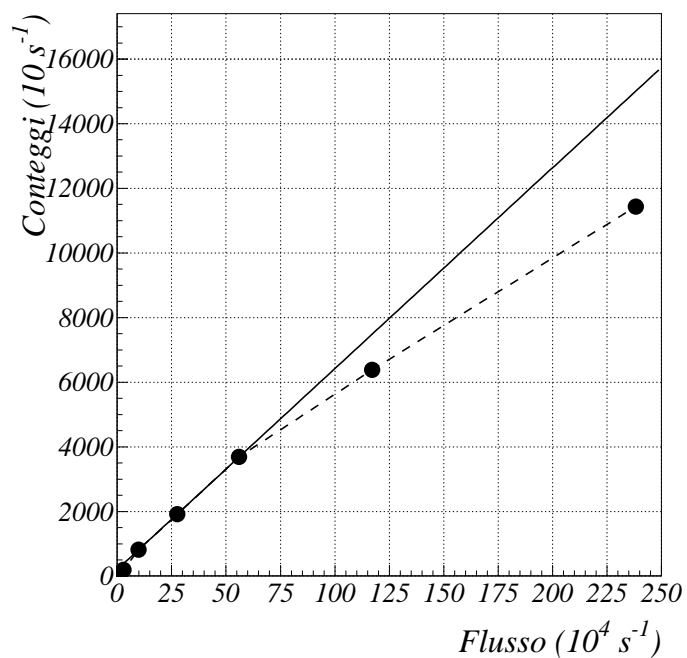


Figura 5.18: Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 20 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati).

a)



b)

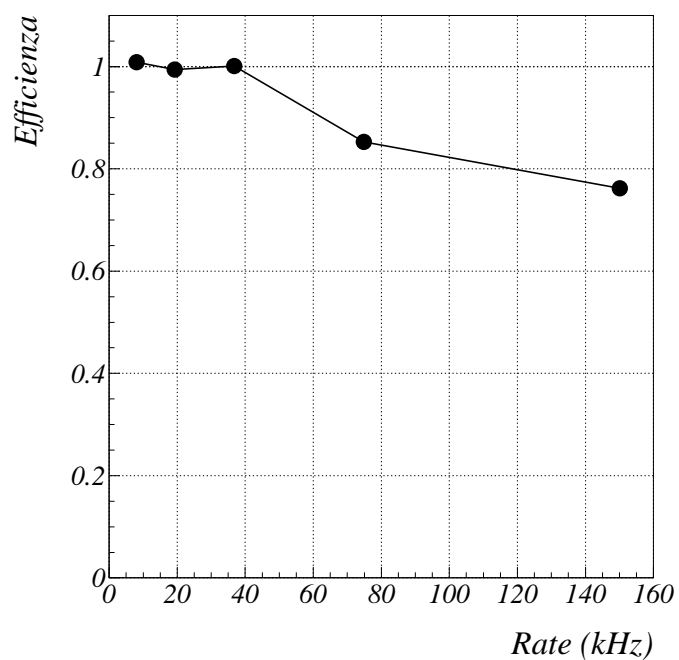
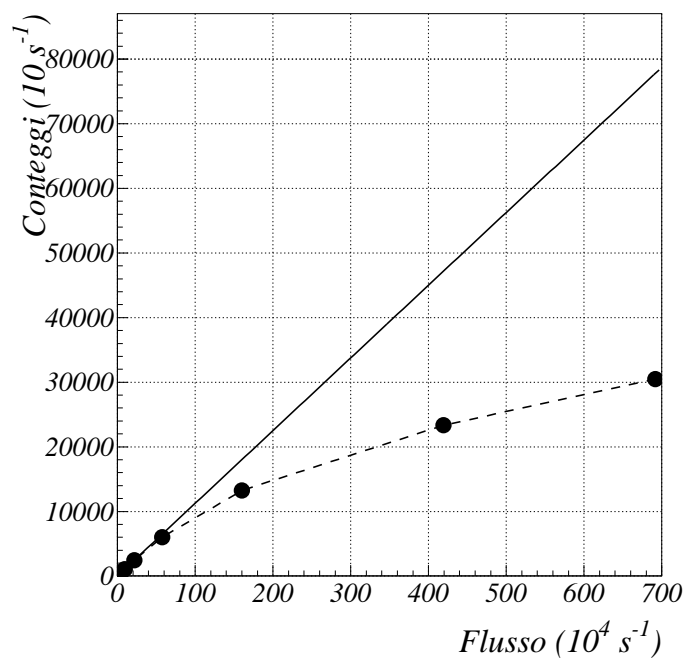


Figura 5.19: Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 22 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale(b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati).

a)



b)

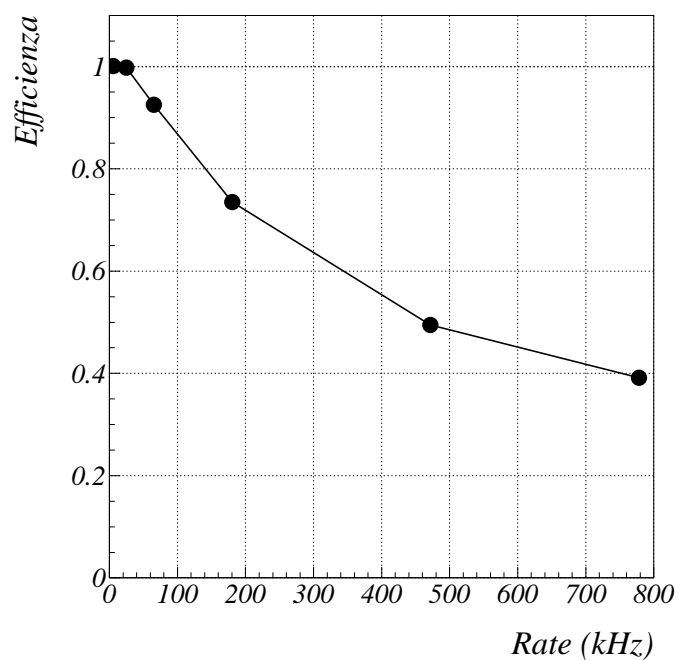
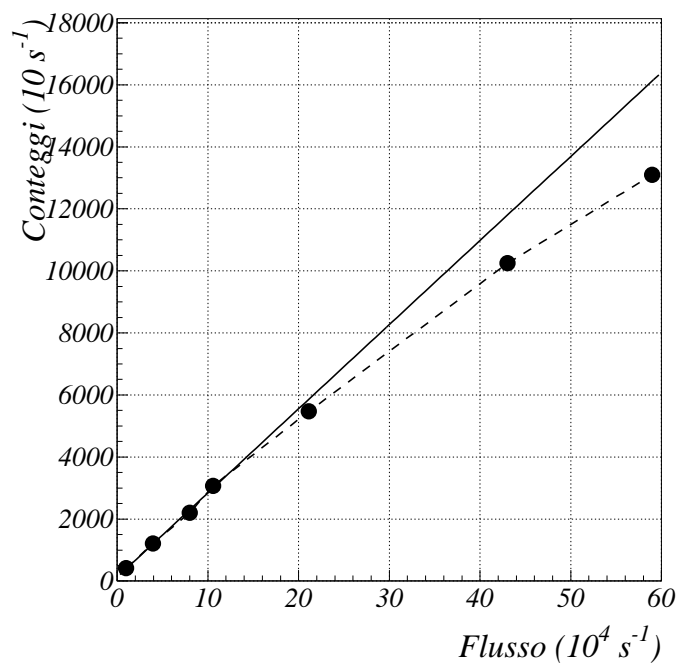


Figura 5.20: Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 25 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati).

a)



b)

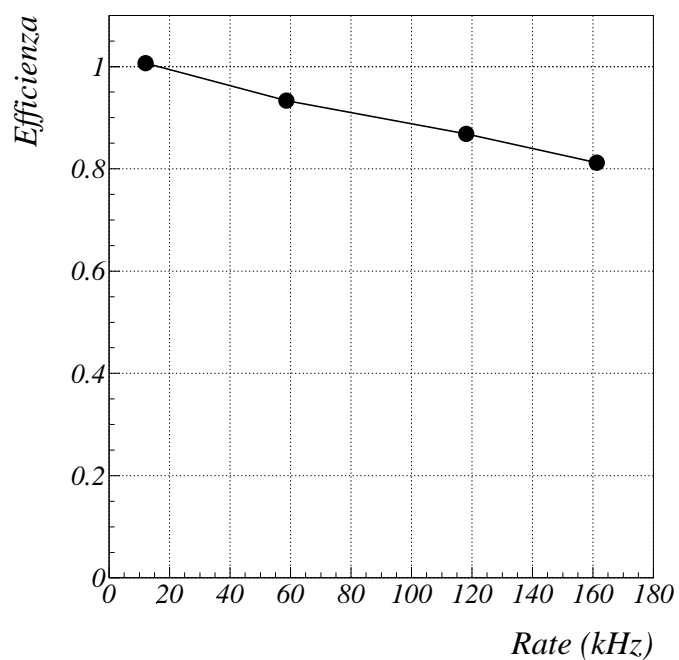
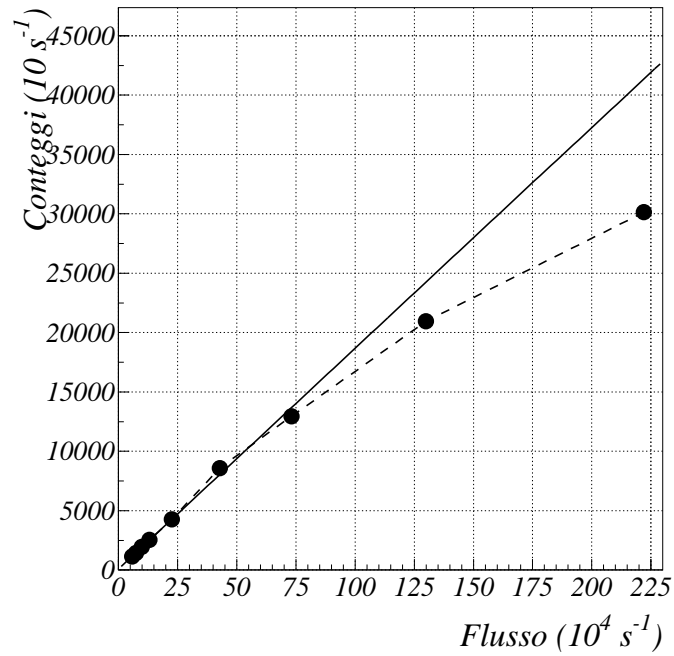


Figura 5.21: Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 28 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati).

a)



b)

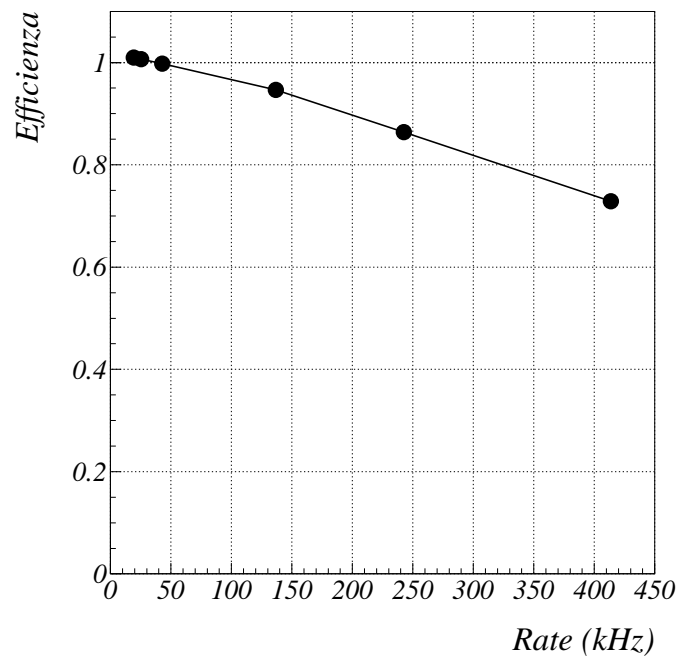
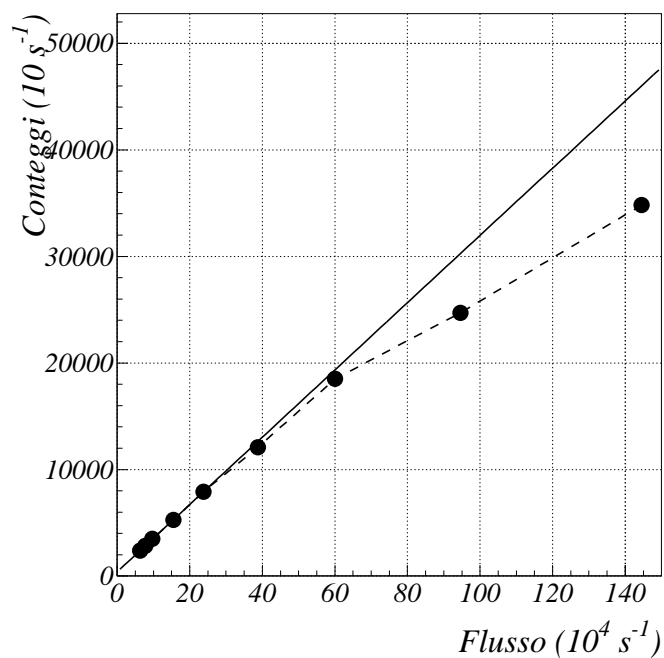


Figura 5.22: Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 31 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati).

a)



b)

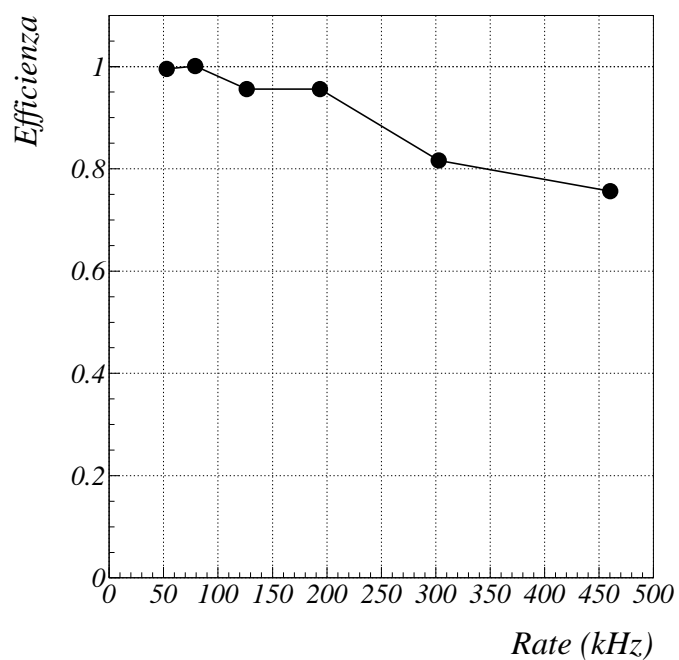


Figura 5.23: Numero di conteggi di un canale di FROST in funzione del rate di fotoni incidente a 34 keV con la soglia fissata a 5 DAC (a) (la retta rappresenta l'efficienza calcolata per bassi rate); efficienza relativa del canale (b) (rapporto tra i valori sulla retta ed i valori misurati).

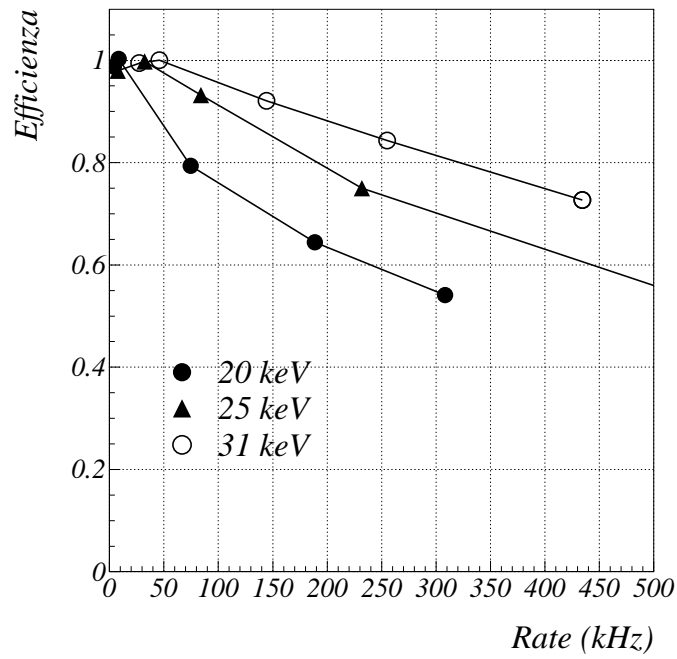


Figura 5.24: Efficienza di un canale di FROST al variare del rate a tre diverse energie.

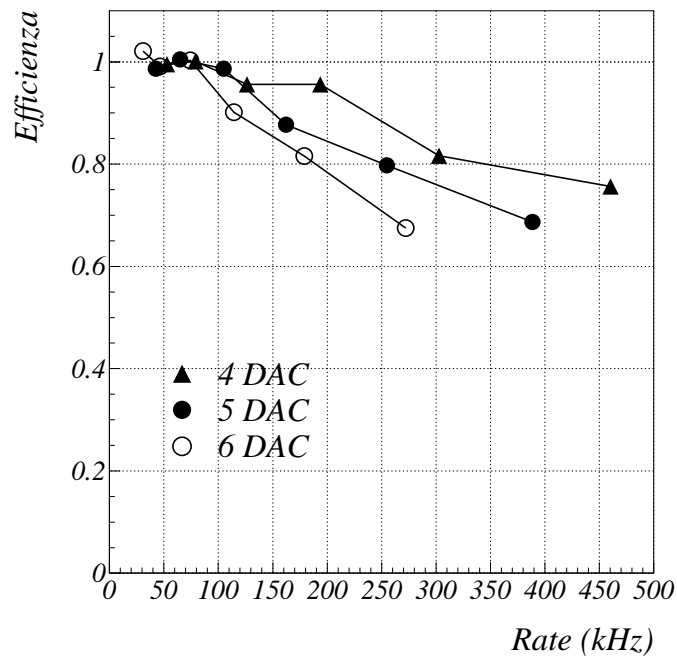


Figura 5.25: Efficienza a 34 keV al variare del rate per tre diversi valori del DAC.

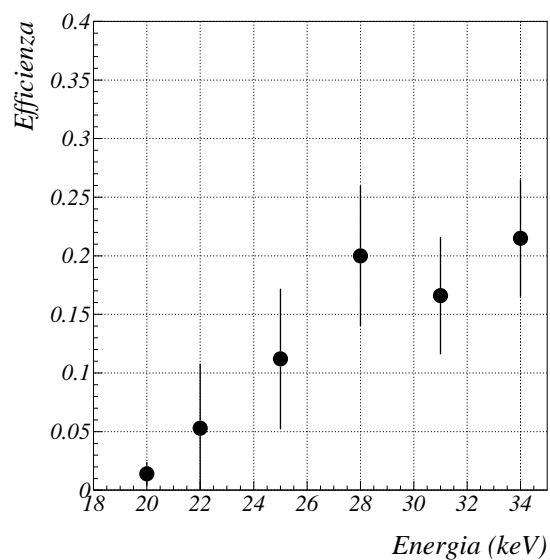


Figura 5.26: Efficienza media misurata per gli 8 FROST utilizzati col rivelatore SINTEF a diverse energie.

Spessore plexiglass	$C_{14\text{ kHz}}$	$C_{28\text{ kHz}}$	$C_{50\text{ kHz}}$	$C_{90\text{ kHz}}$	$C_{170\text{ kHz}}$	$C_{450\text{ kHz}}$	$C_{Teorico}$
1.00 mm	5.3	5.4	5.0	5.4	5.3	5.1	5.5
0.70 mm	3.4	3.7	3.8	4.1	4.0	2.6	3.9
0.50 mm	2.8	2.7	2.8	2.8	2.5	1.4	2.8
0.35 mm	2.0	1.96	1.8	2.0	2.0		2.0
0.25 mm	1.3	1.3	1.3	1.5	1.34		1.4

Tabella 5.1: Contrasti teorici e misurati a 22 keV per alcuni dischi del CD phantom a diversi rate.



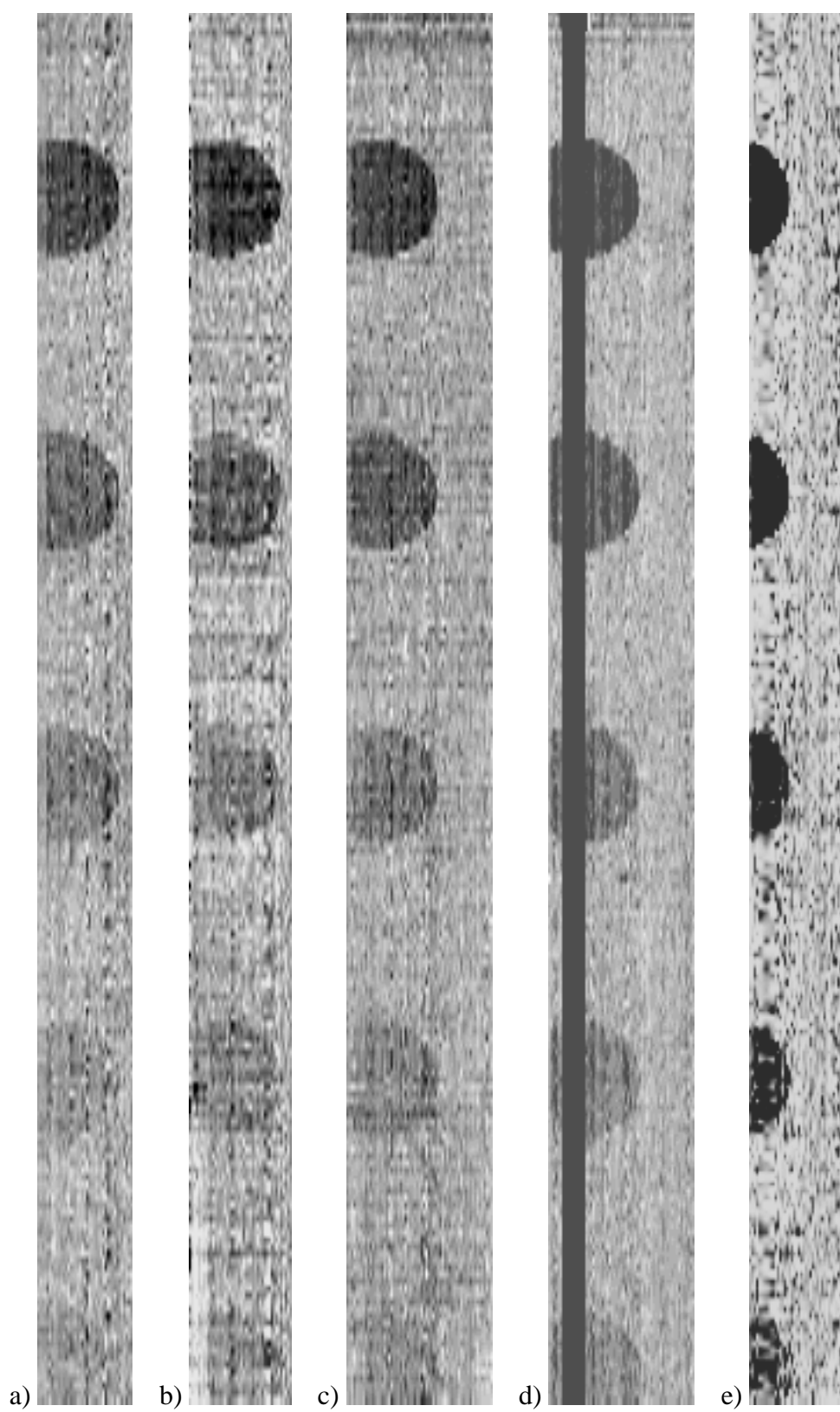


Figura 5.27: Immagini del CD-phantom a 22 keV per rate incidenti di 14 kHz (a), 28 kHz (b), 50 kHz (c), 90 kHz (d) e 170 kHz (e).

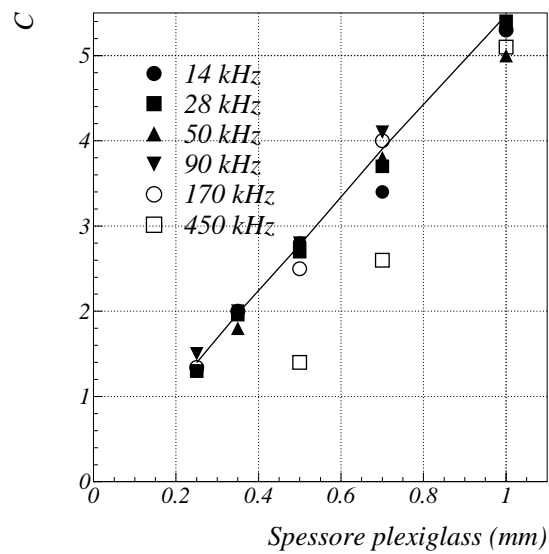


Figura 5.28: Contrasti dei dischi del CD phantom a 22 keV a diversi rate di fotoni incidenti. La linea continua indica i contrasti teorici.

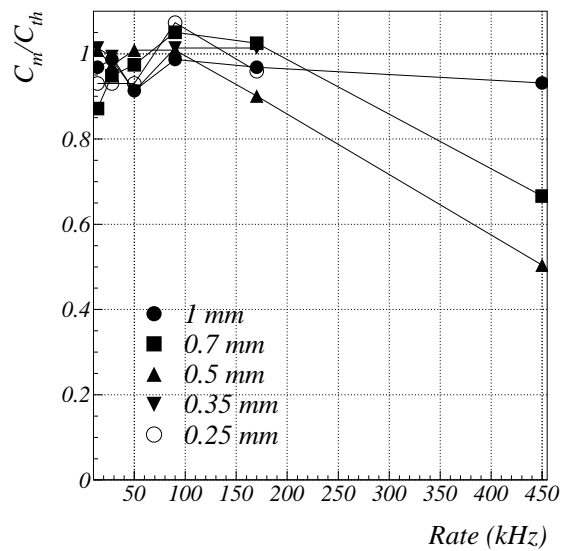


Figura 5.29: Rapporto tra contrasto misurato e contrasto teorico a 22 keV a diversi rate per dischi di diverso spessore del CD phantom.

a)

Spessore plexiglass	$C_{25\text{ kHz}}$	$C_{50\text{ kHz}}$	$C_{60\text{ kHz}}$	$C_{Teorico}$
1.00 mm	6.1	5.7	6.5	6.5
0.70 mm	4.2	4.2	4.6	4.6
0.50 mm	3.3	3.0	3.4	3.3
0.35 mm	2.4	2.4	2.1	2.4
0.25 mm	2.0	1.5		1.7

b)

Spessore plexiglass	$C_{10\text{ kHz}}$	$C_{30\text{ kHz}}$	$C_{80\text{ kHz}}$	$C_{150\text{ kHz}}$	$C_{Teorico}$
1.00 mm	4.2	4.2	4.1	3.5	4.4
0.70 mm	2.9	3.2	3.1	2.5	3.2
0.50 mm	1.9	2.3	2.0	1.8	2.2
0.35 mm	1.5	1.4	1.4	1.2	1.6
0.25 mm	0.95	1.05	1.0	0.9	1.1

Tabella 5.2: Contrasti teorici e misurati a 20 keV (a) e 25 keV (b) per alcuni dischi del CD-phantom a diversi rate.

Si vede comunque che almeno per i dischi più spessi fino a circa 150 kHz si ha una diminuzione del contrasto inferiore al 10%.

In figura 5.30 vengono mostrate le immagini prese anche ad altre energie.

I tempi di acquisizione sono 60 s a 20 keV e 20 s a 22 e 25 keV.

I contrasti misurati sono sempre confrontabili con quelli teorici con una tolleranza del 20% (tabelle 5.1, 5.2).

Le immagini acquisite con FROST risultano più rumorose di quelle prese con CASTOR. Era possibile aspettarsi quest'effetto in quanto il miglioramento delle prestazioni in velocità comporta sempre un peggioramento delle caratteristiche di rumore, ma si può sperare di risolvere almeno parzialmente il problema migliorando DAC e discriminatore e riuscendo a separare meglio il segnale dal rumore per ogni canale.

#### 5.2.4 Le immagini con il rivelatore SYRMEP

In figura 5.31 vengono mostrate le immagini dei primi dischi del CD phantom prese a 20 keV a diversi rate con il rivelatore SYRMEP.

Si nota che i canali funzionanti sono molto pochi, ma in questi si ha un buon contrasto a tutti i rate. Rispetto alle immagini prese col rivelatore SINTEF vi è invece un forte aumento del rumore dovuto all'alta corrente di buio del rivelatore.

Come prevedibile, le buone prestazioni in frequenza di FROST portano un aumento del rumore nell'immagine rispetto a CASTOR. Il rumore sembra aumentare al diminuire del rate di fotoni a causa dell'aumento dell'intervallo di acquisizione: essendo il tempo di

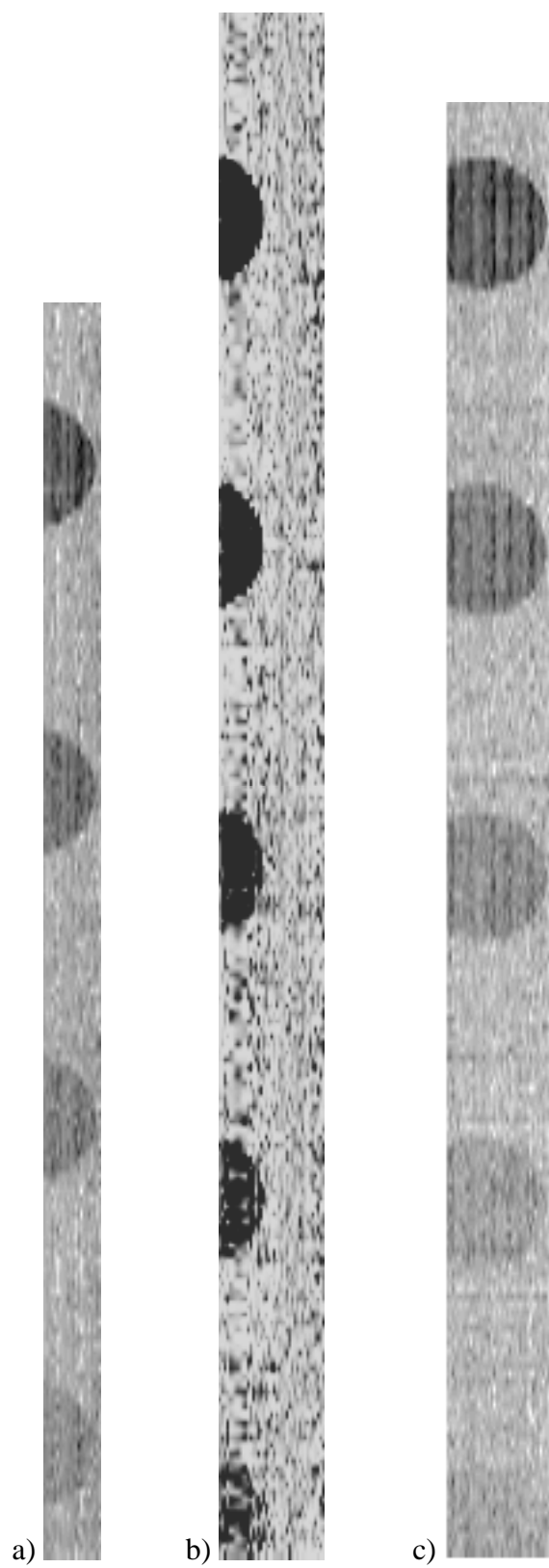


Figura 5.30: Immagini del CD phantom a 20 keV ad un rate di 60 kHz (a), 22 keV a 170 kHz (b), 25 keV a 150 kHz (c).

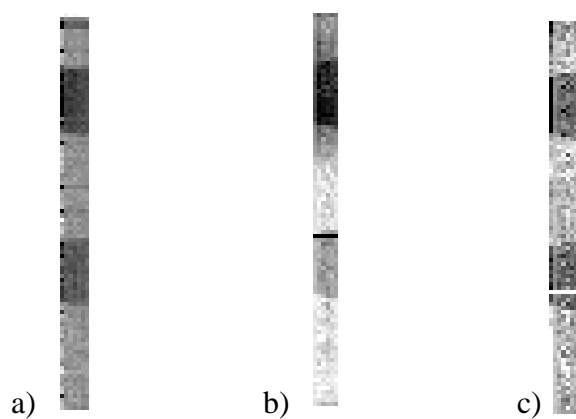


Figura 5.31: Immagini del CD-phantom a 28 keV ad un rate di 150 kHz (a), 50 kHz (b), 20 kHz (c) prese con il rivelatore SYRMEP.

acquisizione più grande, viene conteggiato un numero maggiore di eventi di rumore, che hanno una distribuzione casuale.

Per sfruttare appieno le caratteristiche del nuovo ASIC è quindi auspicabile l'utilizzo di rivelatori a più bassa corrente di buio rispetto a quelli attuali.



# Conclusioni

Negli ultimi anni il progetto SYRMEP ha ottenuto ottimi risultati sostituendo agli elementi del sistema radiografico tradizionale (tubo a raggi X e sistema schermo-film) una sorgente di luce di sincrotrone ed un rivelatore a microstrip al silicio utilizzato in configurazione 'edge-on' con un'elettronica che opera in modalità di single photon counting, permettendo così di ridurre la dose e rivelare dettagli a basso contrasto.

L'ASIC CASTOR che costituisce l'elettronica di lettura presenta però una scarsa efficienza ad alti rate di fotoni incidenti, causando una perdita di contrasto e di rapporto segnale-rumore per alti flussi di fotoni incidenti. Alla base del problema sta l'alto tempo di decadimento del segnale analogico (di alcuni microsecondi) e lo spostamento della base line dovuto all'undershoot del segnale.

L'inefficienza dell'elettronica richiede di limitare il flusso di fotoni a 10 kHz per pixel. Per avere una sufficiente statistica di fotoni rivelati il tempo complessivo richiesto per un esame mammografico risulta di alcuni minuti, troppo elevato per poter utilizzare il sistema per esami clinici su pazienti.

Per risolvere il problema del tempo di acquisizione è stato quindi progettato un nuovo ASIC: FROST.

I prototipi ad otto canali dell'ASIC sono stati verificati sia in laboratorio che su fascio ed hanno dimostrato dei grossi limiti per quanto riguarda il comparatore ed il convertitore digitale-analogico della soglia, non permettendo una buona discriminazione tra segnale e rumore.

Dalle prime misure in laboratorio con segnali molto ampi FROST ha dimostrato di poter lavorare per rate fino a 400 kHz con una perdita di efficienza inferiore al 10%. Il tempo minimo per un esame mammografico si ridurrebbe quindi a pochi secondi, ulteriormente migliorabile, nei limiti dell'intensità del fascio, utilizzando un rivelatore a più strati e riducendo le dimensioni del pixel.

Le misure su fascio sono invece state compromesse dai problemi del discriminatore, ma si è comunque osservato che l'ASIC può funzionare per rate fino a 200 kHz, comunque 20 volte superiori a quelli utilizzati con CASTOR.

Nel modello definitivo a 64 canali il discriminatore è stato progettato in maniera differente e si spera quindi di potere risolvere i problemi attuali.

Le immagini ottenute con il rivelatore SYRMEP sono risultate alquanto rumorose, mentre quelle prese con un rivelatore SINTEF a bassissima corrente di buio sono risultate migliori e con contrasti del tutto confrontabili con quelli teorici fino a circa 150 kHz. Risolti i problemi col discriminatore dovrebbe migliorare il rapporto segnale-rumore, ma è comunque auspicabile l'utilizzo di rivelatori meno rumorosi di quelli SYRMEP.

Pur presentando ancora alcuni problemi, FROST migliora notevolmente le prestazioni di CASTOR ad alti rate e promette di portare ad ottimi risultati nel campo degli esami radiografici in single photon counting, sperando, in un futuro non troppo lontano, di poterlo utilizzare anche per esami su pazienti.



# Appendice A

## Grandezze fisiche di interesse in radiologia

Si supponga di inviare un fascio di fotoni di intensità  $I_0$  contro un materiale omogeneo di spessore  $D$  (figura A.1.a). Una parte dei fotoni incidenti vengono assorbiti nel materiale ed in particolare l'intensità assorbita in uno spessore infinitesimo  $dx$  è:

$$dI = -I_0 \mu dx \quad (\text{A.1})$$

che integrata dà:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (\text{A.2})$$

Il coefficiente  $\mu$  ha le dimensioni di una lunghezza inversa ed è detto coefficiente di attenuazione lineare.

Esso è legato alle sezioni d'urto di interazione fotoelettrica ( $\sigma_{ph}$ ), Compton ( $\sigma_C$ ) e di produzione coppie ( $\sigma_{pair}$ ) dalla relazione:

$$\mu = (\sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{pair}) \rho \quad (\text{A.3})$$

dove  $\rho$  è la densità di atomi per unità di volume [49].

Il coefficiente di attenuazione è quindi dipendente dal materiale e dall'energia dei fotoni incidenti. Alle energie utilizzate in mammografia (da 18keV a 25keV) sono predominanti l'effetto fotoelettrico e quello Compton: il primo determina l'assorbimento completo dei fotoni, il secondo la loro diffusione.

Se l'oggetto in esame non è invece omogeneo l'intensità dei fotoni trasmessa è dipendente dalla posizione. Nell'esempio in figura A.1.b si ha un dettaglio di coefficiente di attenuazione  $\mu_2$  e spessore  $L$  all'interno di un blocco uniforme di coefficiente di attenuazione  $\mu_1$  e spessore  $D$  [49].

Le due intensità trasmesse sono:

$$I_1 = I_0 e^{-\mu_1 D} \quad (\text{A.4})$$

$$I_2 = I_0 e^{-\mu_1 (D-L) - \mu_2 L}$$

Si definisce il contrasto:

$$C = \frac{I_1 - I_2}{I_1} = 1 - e^{-(\mu_2 - \mu_1)L} \quad (\text{A.5})$$

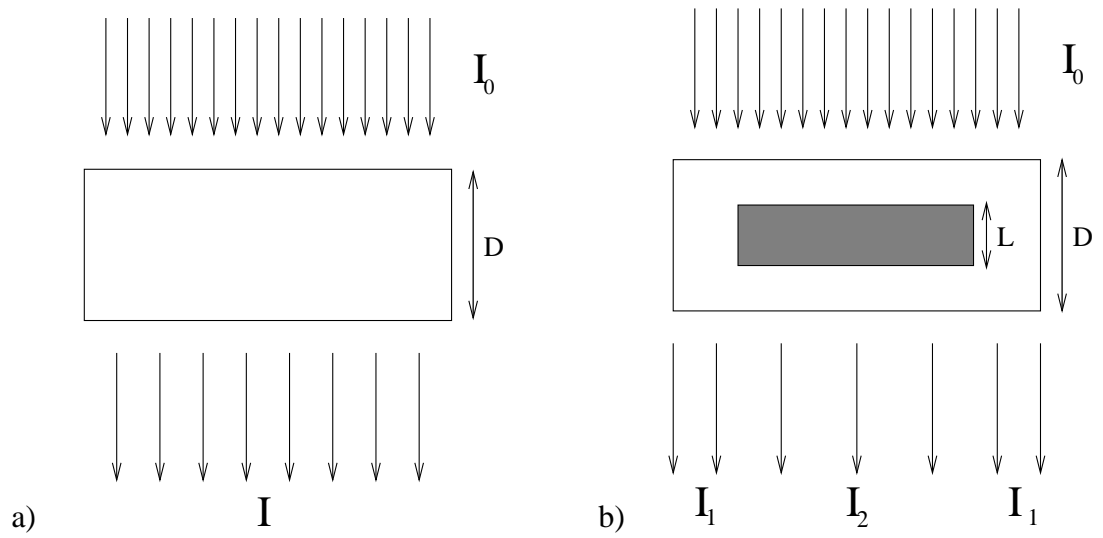


Figura A.1: Rappresentazione schematica dell'assorbimento dei raggi X in assenza (a) e in presenza (b) di un dettaglio.

È evidente che il contrasto dipende dallo spessore del dettaglio che si vuole evidenziare e dalla differenza tra i due coefficienti di attenuazione, mentre non dipende dall'intensità di fotoni incidenti [50].

Alle due intensità trasmesse  $I_1$  e  $I_2$  bisognerebbe aggiungere una correzione dovuta alla radiazione diffusa dalle altre regioni del campione, approssimabile ad una costante. Nel calcolo del contrasto i due contributi si elidono a numeratore, mentre l'addendo rimane a denominatore. La radiazione diffusa fa quindi diminuire il contrasto.

Nel caso della radiografia con tecniche di fase l'intensità di fotoni rivelata in prossimità di un dettaglio presenta picchi sia positivi che negativi. Si definisce quindi il contrasto

$$C = \frac{I_1 - I_2}{I_0} \quad (\text{A.6})$$

dove  $I_1$  è l'intensità sul massimo,  $I_2$  quella sul minimo e  $I_0$  quella della zona uniforme [15].

La capacità di distinguere un dettaglio dipende dalla qualità dell'immagine rivelata che è affetta da rumore. Questo è dovuto in parte alle fluttuazioni poissoniane sul numero di fotoni incidente per unità di area (quantum mottle) ed in parte alle caratteristiche della catena di rivelazione [51].

Il rumore  $R$  viene definito come la deviazione standard della distribuzione dei fotoni rivelati in un'area  $A'$  adiacente all'ombra del dettaglio [51].

Si definisce il segnale:

$$S = A(I_1 - I_2) = ACI_1 \quad (\text{A.7})$$

dove  $A$  è l'area del dettaglio.

Nel caso di un rivelatore ideale il numero di fotoni rivelati è una variabile poissoniana e  $R$  è la radice quadrata del numero dei fotoni rivelati:

$$R = \sqrt{I_1 + I_2} \quad (\text{A.8})$$

Il parametro fondamentale per definire la visibilità di un oggetto è il rapporto segnale-rumore:

$$SNR = \frac{AC I_1}{\sqrt{I_1 + I_2}} = AC \sqrt{I_0} \frac{1}{\sqrt{e^{\mu_1 D} (1 + e^{-(\mu_2 - \mu_1) L})}} \quad (A.9)$$

Esso aumenta col contrasto, con l'area del dettaglio e con l'intensità dei fotoni incidenti [51].

In radiologia diagnostica bisogna sempre tenere conto del danno biologico procurato al paziente dall'esposizione ai raggi X. Per valutare questo effetto si definisce la dose assorbita  $D$  come l'energia media impartita dalla radiazione ionizzante per unità di massa.  $D$  dipende dall'energia ed è proporzionale all'intensità di fotoni incidente [21].

Siccome il rapporto segnale-rumore dipende dalla radice dell'intensità incidente, si ha che la figura di merito FOM definita come:

$$FOM = \frac{SNR}{\sqrt{D}} \quad (A.10)$$

non dipende da  $I_0$  ed è quindi un parametro utile per valutare la qualità dell'immagine ottenibile indipendentemente dal flusso di fotoni e per ottimizzare le variabili del sistema [51].



## Appendice B

### Principi di ottica: la diffrazione

Le proprietà essenziali dei fenomeni di diffrazione vengono descritte qualitativamente dal principio di Huygens: la propagazione di un'onda luminosa può venire descritta ipotizzando che tutti i punti sul fronte d'onda siano a loro volta sorgenti isotrope di un'onda secondaria [13].

Trattando il problema della trasmissione di luce monocromatica attraverso una fenditura in uno schermo il principio di Huygens porta alla formula di Fresnel-Kirchoff per l'ampiezza dell'onda nel punto P (figura B.1):

$$U_P^A = -\frac{ik}{4\pi} \int_A U_A \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} [\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) + 1] dA \quad \text{con} \quad U_A = \frac{U_0 e^{ikr'}}{r'} \quad (\text{B.1})$$

dove  $\omega$  è la frequenza dell'onda,  $n$  l'indice di rifrazione dell'aria,  $k = \frac{n\omega}{c}$  il numero d'onda e  $A$  è la superficie della fenditura:  $U_A$  è l'ampiezza complessa dell'onda primaria incidente, mentre ogni elemento infinitesimo  $dA$  dà origine all'onda sferica secondaria  $U_A \frac{\exp(i(kr-\omega t))}{r}$ . L'ampiezza dell'onda nel punto P è data dall'integrale su tutta la superficie.  $(\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) + 1)$  viene detto fattore di obliquità e spiega l'assenza dell'onda progressiva "all'indietro" [13].

Si consideri il caso di un piano con un ostacolo opaco illuminato con una sorgente monocromatica all'infinito di lunghezza d'onda  $\lambda$ , in modo che si possa considerare che l'onda incida ortogonalmente e coerentemente su tutto il piano (figura B.2).

Si tratta della situazione complementare a quella di figura B.1 ed il dominio di integrazione da utilizzare nella formula di Fresnel-Kirchoff (equazione B.1) è dato da tutto il piano ad esclusione della superficie occupata dall'ostacolo. Si può pensare di suddividere il piano in anelli concentrici limitati da circonferenze di raggio costante in modo che  $r$  differisca di  $\frac{\lambda}{2}$  da una circonferenza all'altra ( $R_1 = \sqrt{\lambda h}$ ,  $R_2 = \sqrt{2\lambda h}$ , ...,  $R_N = \sqrt{N\lambda h}$ ). Questi anelli vengono detti regioni di Fresnel (figura B.2) e si dimostra che hanno tutti la stessa superficie  $S_N = \pi R_1^2$  indipendentemente da  $N$ . Siccome la fase media dei contributi delle varie zone varia esattamente di  $180^\circ$  l'una dall'altra, l'ampiezza dell'onda in P risulta:

$$|U_P^0| = |U_1| - |U_2| + |U_3| - |U_4| + |U_5| - \dots \quad (\text{B.2})$$

dove  $U_N$  è il contributo dall' $N$ -esima regione di Fresnel nel punto P.

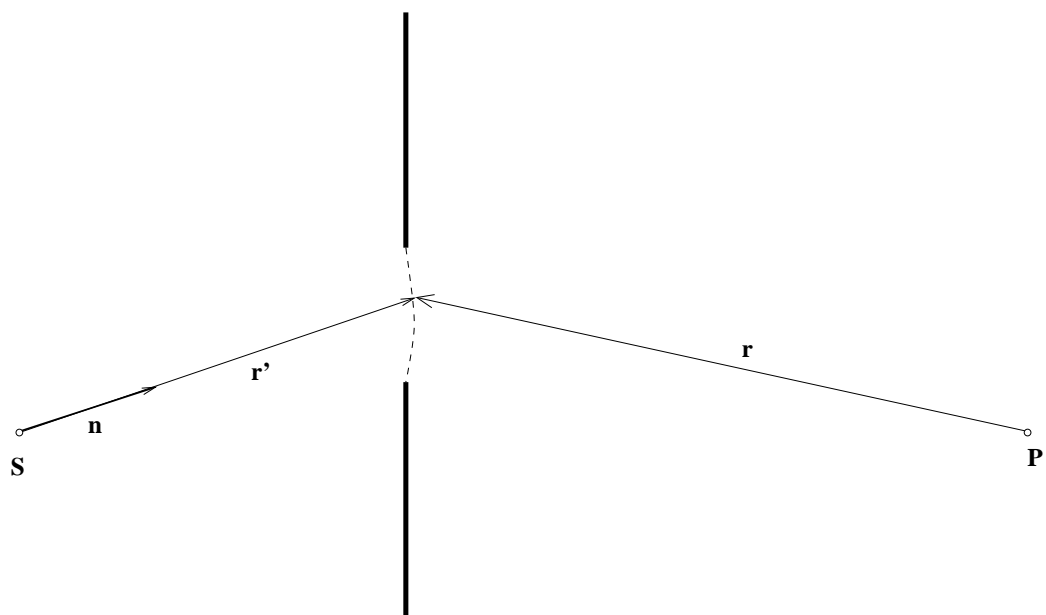


Figura B.1: Rappresentazione schematica della trasmissione della luce attraverso una fenditura in uno schermo.

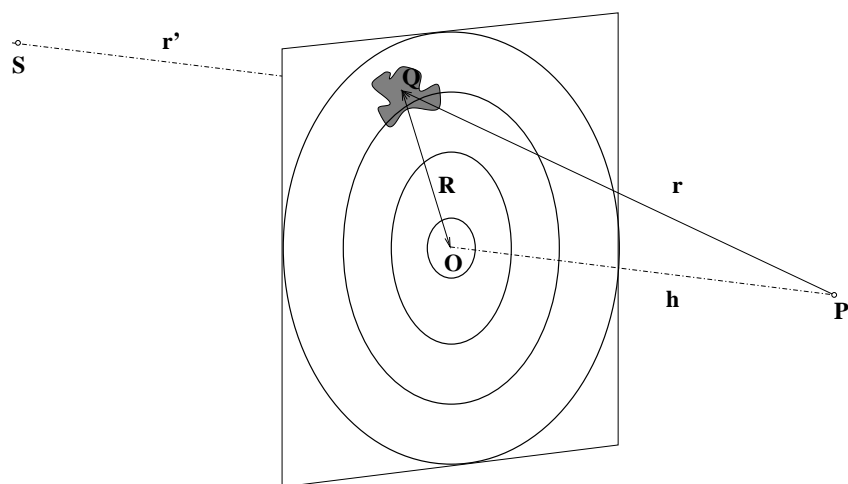


Figura B.2: Zone di Fresnel su un piano con un ostacolo.

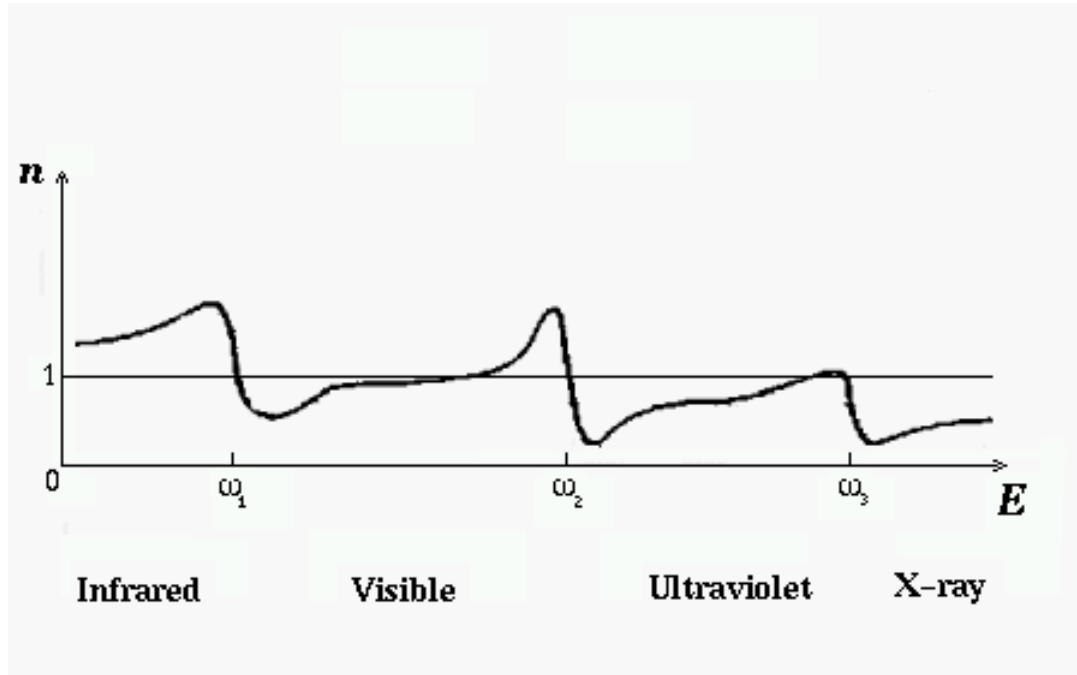


Figura B.3: Parte reale dell'indice di rifrazione di una sostanza con frequenze di risonanza nelle regioni infrarossa, visibile ed ultravioletta dello spettro.

A causa del fattore di obliquità e del termine  $1/r$  nell'equazione B.1, i contributi delle diverse zone decrescono con la distanza da P [13].

Se P si trova nell'ombra dell'oggetto, l'ampiezza dell'onda in P è molto piccola in quanto le zone di Fresnel più interne non contribuiscono, se invece P si trova nella zona illuminata i contributi che scompaiono sono quelli delle zone più esterne e non vi è molta differenza rispetto al caso senza ostacolo.

Se i bordi dell'oggetto si trovano in prossimità della prima zona di Fresnel, l'ampiezza dell'onda in P varia molto con la posizione e sui bordi dell'ombra appaiono delle figure di interferenza [13].

Anziché un oggetto opaco, si frapponga tra sorgente e immagine un ostacolo di spessore  $\Delta z$  che ha un indice di rifrazione  $n$  diverso da quello dell'aria (con  $\Delta z$  piccolo in modo da poter trascurare la diffrazione al suo interno) [50].

Si ipotizzi che l'ostacolo non assorba la luce, ma ne cambi soltanto la fase: questo significa che il suo indice di rifrazione è solamente reale. Si indica:

$$n = 1 - \delta + i\frac{\beta}{2} \quad \text{con} \quad \beta \ll \delta \quad (\text{B.3})$$

Questa ipotesi è del tutto plausibile per alte energie dell'onda incidente, come nel caso dei raggi X: le frequenze di risonanza dei solidi, a cui il coefficiente di assorbimento presenta un picco, sono solitamente ad energie inferiori a quelle della radiazione ultravioletta (figura B.3).

Anche se sia  $\beta$  che  $\delta$  decrescono con l'energia, per energie dell'ordine dei keV si ha  $\beta \sim 10^{-2}\delta$ .

Si può quindi considerare che i raggi X che attraversano l'ostacolo vengano solo sfasati di  $e^{i(k'-k)\Delta z}$  dove  $k$  è il numero d'onda in aria e  $k'$  quello nel mezzo. Per un oggetto con  $\delta = n - 1 \simeq 10^{-7}$  a  $\lambda = 10^{-11}$  m si ha uno sfasamento di  $\pi$  per spessori di  $50 \mu\text{m}$ .

Indicando con  $U_P^0$  l'ampiezza dell'onda in P nel caso senza ostacolo e con  $U_P^A$  il contributo dato da una fenditura che occupa la superficie dell'oggetto, l'ampiezza dell'onda in P  $U_P^{\Delta z}$  in presenza dell'oggetto di sola fase è:

$$U_P^{\Delta z} = U_P^0 + (e^{i(k'-k)\Delta z} - 1)U_P^A = U_P^0 + U_P^1 \quad (\text{B.4})$$

Nell'intensità dell'onda è quindi presente un termine di interferenza:

$$I_P^{\Delta z} = |U_P^0|^2 + |U_P^1|^2 + 2\text{Re}(U_P^0 * U_P^1) \quad (\text{B.5})$$

L'intensità presenta oscillazioni in funzione della posizione di P nel piano di osservazione e della distanza dal piano dell'oggetto.

I picchi di interferenza aumentano di intensità con la distanza tra oggetto e piano del rivelatore e tendono ad allargarsi.

Per piccole distanze le frange di interferenza sono poco visibili e molto strette, tanto da essere indistinguibili a causa della limitata risoluzione del rivelatore.

A grandi distanze invece l'intensità dei picchi cessa di aumentare ed il loro allargamento non permette più di ottenere una buona risoluzione sulla posizione del dettaglio analizzato.

Per osservare dettagli dell'ordine della decina di  $\mu\text{m}$  con i raggi X, come nel caso di SYRMEP, viene in genere frapposta tra oggetto e rivelatore una distanza dell'ordine di qualche metro [50].



# Appendice C

## Significato degli acronimi

<b>AC</b>	Alternated Current
<b>ASIC</b>	Application Specific Integrated Circuit
<b>CAD</b>	Computer Aided Diagnosis
<b>CAMAC</b>	Computer Automated Measurement And Control
<b>CASTOR</b>	Counting and Aplifing sySTem fOr Radiation detection
<b>CD</b>	Contrast detail
<b>CIRM</b>	CASTOR Integrated Readout Module
<b>CMOS</b>	Complementary Metal Oxide Semiconductor
<b>CSA</b>	Charge Sensitive Amplifier
<b>DAC</b>	Digital to Analog Converter
<b>DC</b>	Direct Current
<b>DEI</b>	Diffraction Enhanced Imaging
<b>ENC</b>	Equivalent Noise Charge
<b>FET</b>	Field Effect Transistor
<b>FOXFET</b>	Field OXide Field Effect Transistor
<b>FROST</b>	FRONTRAD Read Out sySTem
<b>GPIB</b>	General Purpose Interface Bus
<b>JFET</b>	Junction Field Effect Transistor
<b>LAM</b>	Look At Me
<b>LSB</b>	Least Significant Bit
<b>MIP</b>	Minimum Ionising Particle
<b>MOSFET</b>	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
<b>MSB</b>	Most Significant Bit
<b>NMOS</b>	N-channel Metal Oxide Semiconductor
<b>PCB</b>	Printed Circuit Board
<b>RTS</b>	Random Telegraph Signal
<b>SIPO</b>	Serial In Parallel Out
<b>SNR</b>	Signal to Noise Ratio
<b>SYRMEP</b>	SYnchrotron Radiation for MEdical Physics
<b>TAC</b>	Tomografia Assiale Computerizzata
<b>VLSI</b>	Very Large Scale Integrated circuits
<b>VME</b>	Versa Module Eurocard



# Bibliografia

- [1] AIRC, Associazione Italiana per la Ricerca sul Cancro.
- [2] American Cancer Society: Cancer Facts and figures 1998. Atlanta, GA, 1998.
- [3] F. Arfelli et al., Mammography of a Phantom and Breast Tissue with Synchrotron Radiation and a Linear-Array Silicon Detector, *Radiology* 208 (3), 709, September 1998.
- [4] F. Arfelli et al., At the frontiers of digital mammography: SYRMEP, *Nucl. Instr. and Meth in Phys. Res. A* 409, 529, 1998.
- [5] M. Prest et al., FROST: A Low-Noise High-Rate Photon Counting ASIC for X-Ray Applications, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 441, 435-439, 2001.
- [6] L. Benini et al., Synchrotron radiation application to digital mammography. A proposal for the Trieste project Elettra, *Physica Medica* Vol. 6 (3-4), 293, 1990.
- [7] A. G. Haus, M. J. Yaffe, SYLLABUS: A Categorical Course in Physics. Technical aspects of breast imaging, presented at 79<sup>th</sup> Scientific Assembly and Annual Meeting of the Radiological Society of North America, 28 Nov-3 Dic, 1993.
- [8] O. H. Beahrs, in *Breast Carcinoma: current diagnosis and treatment*, Ed. S. A. Feig, R. McLelland, 1983.
- [9] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons, 3<sup>rd</sup> edition, August 1998.
- [10] A. Olivo et al., Experimental evaluation of a simple algorithm to enhance the spatial resolution in scanned radiographic systems, *Med. Phys.* 27 (11), 2609, November 2000.
- [11] A. Snigirev et al., On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation, *Rev. Sci. Instrum.* 66 (12), 5486-5492, 1995.
- [12] F. Arfelli et al., Low-dose phase contrast x-ray medical imaging, *Phys. Med. Biol.* 43, 2845, 1998.
- [13] G. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, Dover Pubns., September 1967.

- [14] D. Chapman et al., Diffraction enhanced x-ray imaging, *Physics in Medicine and Biology* 42, 2015-2025, 1997.
- [15] F. Arfelli et al., Mammography with Synchrotron Radiation: Phase-Detection Techniques, *Radiology* 215 (1), April 2000.
- [16] A. C. Kak, M. Slanley, *Principles of Computerized Tomographic Imaging*, New York, IEEE Press.
- [17] S. Pani et al., Tomographic imaging with synchrotron radiation, *Physica Medica* 16 (3), 155, July-September 2000.
- [18] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer, 1999.
- [19] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, Wiley, New York, 1976.
- [20] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, 2<sup>nd</sup> edition, J. Wiley and Sons, New York, 1981.
- [21] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987.
- [22] A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, in *Instrumentation in High Energy Physics*, Ed. F. Sauli, World Sci. Publ. Pte. Ltd., 1993.
- [23] A. G. Chilingarov, *Semiconductor coordinate detectors in elementary-particle physics*, *Sov. J. Part. Nucl.* 23 (3), May-June 1992.
- [24] M. Prest, *SYRMEP: alle frontiere della mammografia digitale*, Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica, 1996.
- [25] F. Arfelli et al., Design and evaluation of AC-coupled, FOXFET-biased, “edge-on” silicon strip detectors for X-ray imaging, *Nucl Instr. and Meth in Phys. Res. A* 385, 311, 1997.
- [26] M. Laakso et al., Operation and radiation resistance of a FOXFET biasing structure for silicon strip detector, *Nucl Instr. and Meth in Phys. Res. A* 326, 214, 1993.
- [27] S. M. Sze, *VLSI Technology*, McGraw-Hill, New York, 1983.
- [28] E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS Physics and Technology*, John Wiley and Sons, New York, 1982.
- [29] Muller-Kamins, *Device electronics for integrated circuits*, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley and Sons, New York, 1986.
- [30] F. Arfelli et al., A multilayer edge-on silicon microstrip single photon counting detector for digital mammography, *Nucl. Phys. B* 78, 592, 1999.

- [31] M. Fabrizioli, Caratterizzazione del rivelatore a multistrato del progetto SYRMEP, Tesi di Laurea in Fisica, Trieste, A.A. 1996-1997.
- [32] G. Comes et al., CASTOR. A VLSI CMOS Mixed Analog-Digital Circuit for Low Noise Multichannel Counting Applications, LEPSI 95-02, presented at 7th European Symposium on Semiconductor Detectors: 7-10 May 1995 Schloss Elmau (Germany), Nucl. Instr. and Methods in Physics Research A 377 (2-3), 440-445, 1996.
- [33] C. Colledani et al., CASTOR 1.0: A VLSI CMOS Mixed Analog-Digital Circuit for Pixel Imaging Applications, LEPSI 96-04, presented at 3rd International Workshop on Semiconductor Pixel Detectors for Particle Physics and X-ray Imaging: March 24-27 1996 BARI (Italy), Nucl. Instr. and Methods A 395, 435-442, 1997.
- [34] D. Pontoni, Rivelatori a microstrip di silicio ed elettronica VLSI associata nel progetto SYRMEP, Tesi di Laurea in Fisica, Trieste, A.A. 1994-1995.
- [35] P. Horowitz and W. Hill, The Art of Electronics, Cambridge University Press, 2<sup>nd</sup> edition, 1989.
- [36] F. Arfelli et al., A digital readout system for the SYRMEP silicon strip detectors, Nucl Instr. and Meth in Phys. Res. A 392, 392, 1997.
- [37] L. Rigon, Procedure di ottimizzazione di immagini radiologiche digitali prodotte con luce di sincrotrone, Tesi di Laurea in Fisica, Trieste, A.A. 1996-1997.
- [38] M. Prest, E. Vallazza, FROST - il nuovo chip dell'esperimento FRONTRAD: risultati preliminari, September 1999.
- [39] Data sheet DAC 6, Data sheet DAC 3, Aurelia Microelettronica s.r.l., August 1998.
- [40] M. Chiavacci, Specifiche di design fase 2, Aurelia Microelettronica s.r.l., August 1998.
- [41] R. Mariani, Datasheet 16\_AS\_CNTSHF, Aurelia Microelettronica s.r.l., August 1998.
- [42] W. D. Peterson, The VMEbus Handbook, VFEA International Trade Association, 3<sup>rd</sup> edition, 1993.
- [43] B. W. Kernighan, D. M. Ritchie, The C programming language, 2<sup>nd</sup> edition, Prentice Hall, June 1988.
- [44] N. Kruszynska et al., vmehb - VME bus driver of PCI/VME bus adaptor Model 616-618 of Bit3, NIKHEF (Amsterdam), DESY (Hamburg), May 1997.
- [45] J. K. Ousterhout, Tcl and the Tk Toolkit, Addison-Wesley, 1996.

- [46] R. Brun et al., The ROOT User's guide, FNAL, March 2001.
- [47] ANSI/IEEE 488.1-1987, IEEE standard Digital Interface for Programmable Instrumentation.
- [48] D. Favretto, Datasheet FROST64, Aurelia Microelettronica s.r.l., February 2001.
- [49] R. D. Evans, Atomic Nucleus, Krieger Publishing Company, June 1982.
- [50] L. Bertocchi, Note del corso di Fisica Nucleare, A. A. 1999/2000.
- [51] F. H. Attix, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, John Wiley and Sons, New York, 1986.